

**Messung von Lyman-Alpha-Strahlung an
Ionisationsmanometern zur Bestimmung der
Wasserstoffatomdichte in Fusionsexperimenten.**

Michael Lörcher

IPP III/156

Januar 1990



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	2
1.1. Einführung	2
1.2. Darstellung	2
1.3. Hauptteil	4
1.4. Zusammenfassung	4
1.5. Literaturangaben	4
2. Messung von Lyman-Alpha-Strahlung an Ionisationsmanometern zur Bestimmung der Wasserstoffatomdichte in Fusionsexperimenten.	7
2.1. Motivation	7
2.2. Zielsetzung	9
3. Messung	11
3.1. Messung mittels Elektronenstoßionisation	11
3.2. Messung mittels Elektronenstimulierung	13
3.3. Bestimmung der $H\alpha$ -Linienintensität	14
4. Ionisationsmanometer für Fusionsexperimente	19
4.1. Anforderungen bei Fusionsexperimenten	19
4.2. Das Ionisationsmanometer	19
4.2.1. Aufbau des Meßtopfes	19
4.2.2. Elektronik	21
4.2.3. Eichung und Einsatz in Fusionsexperimenten	23
4.3. Aufbau eines Meßsystems	24
4.4. Anforderungen an die Meßsysteme	24
4.5. Aufbau des Meßsystems	25
4.5.1. Fokussier- und Plattenkammer	25
4.5.2. Detektoranordnungen und Detektoren	28
4.5.3. Abschirmung der Leuchtsubstanzen	29
4.5.4. Hochspannungserzeugung	29
4.5.5. Gaszuführung	30
4.5.6. Gasreinigung	32
4.5.7. Vakuum- und Hochspannungstechnik	34
4.5.8. Elektrische Ansteuerung	40
4.5.9. Experimenteller Aufbau	40
4.5.10. Ergebnisse	41
5. Zusammenfassung	41
Anhang A: Weitere Verfahren zur Bestimmung der Wasserstoffatomdichte	46
Anhang B: Wiesensdorf-Mentanzahl	49
B.1. Verfahren zur Quantifizierung von Wasserstoff	49
B.2. Thermische Desorption	50
B.3. Berechnung der Atombestrahlungsemission	52
B.4. Korrektur für die Planchonkurvenmessung des Ganges	54
Anhang C: Weitere VUV-Nachweisverfahren	56
C.1. Photoionisation	56
C.2. Festkörper-Photodiode	57
Anhang D: Wirkungsquerschnitte und Rauschkoeffizienten	58

IPP III/156

Januar 1990

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	2
1.1. Fusionsforschung	2
1.2. Divertorprinzip	2
1.3. Diagnostik	4
1.4. Ionisationsmanometer	4
1.5. Lyman-Alpha-Diagnostik	4
2. Atomare und molekulare Eigenschaften des Wasserstoffs	7
2.1. Wasserstoffatom	7
2.2. Wasserstoffmolekül	9
3. Neutralgasdichtemessung	11
3.1. Messung mittels Elektronenstoßionisation	11
3.2. Messung mittels Elektronenstoßanregung	13
3.3. Bestimmung des H_2/H^0 -Verhältnisses	14
4. Ionisationsmanometer für Fusionsexperimente	19
4.1. Anforderungen bei Fusionsexperimenten	19
4.2. Das ASDEX Ionisationsmanometer	19
4.2.1. Aufbau des Meßkopfes	19
4.2.2. Elektronik	21
4.2.3. Eichung und Einsatz in Fusionsexperimenten	23
5. Lyman-Alpha-Detektor	24
5.1. Anforderungen	24
5.2. Optik im VUV	25
5.2.1. Fenster und Filter	25
5.2.2. Nachweismethoden und Detektoren	28
5.2.3. Abschätzung der L_α -Photonenrate	29
5.3. Detektorkonstruktionen	29
5.3.1.: Sauerstofffilter	30
5.3.2.: Detektor 1: Szintillator mit Lichtleiter und Photomultiplier	32
5.3.3.: Detektor 2: Multichannelplate	34
6. Experimenteller Aufbau und Ergebnisse	40
6.1. Experimenteller Aufbau	40
6.2. Ergebnisse	41
7. Zusammenfassung	45
Anhang A: Weitere Verfahren zur Neutralgasdichtemessung	46
Anhang B: Wasserstoff-Atomstrahlöfen	49
B.1. Verfahren zur Dissoziation von Wasserstoff	49
B.2. Thermische Dissoziation	50
B.3. Berechnung der Atomstrahlzusammensetzung	52
B.4. Korrektur für die Piranidruckmessung des Ofens	54
Anhang C: Weitere VUV-Nachweismethoden	56
C.1. Photoionisation	56
C.2. Festkörper-Photodiode	57
Anhang D: Wirkungsquerschnitte und Ratenkoeffizienten	58

Abstract

Codes like DEGAS which simulate the interaction of neutral gas with plasma (e.g. in a divertor), not only deliver the global density and flux of neutral particles, but also allow one, in addition, to distinguish between atoms and molecules. Whereas the global parameters of the neutral gas in a divertor can be measured by, for example, special ion gauges like those, which are installed in the divertor chamber, there has until now been no possibility of measuring the atomic and molecular density independently. In the frame of a diploma thesis (M. Lörcher) an ASDEX neutral pressure gauge was modified in such a way that it delivers not only the global density of neutral particles (molecules and atoms) by ionization, but also the density of the atoms by measurement of the $L\alpha$ -radiation produced by electron impact excitation. Owing to the very weak intensity the main effort was dedicated to developing a detector-filter combination which allows the $L\alpha$ -radiation to be separated from, the H_2 bands in the VUV and be measured with a time resolution of at least a few ms. Several versions were tested theoretically and practically. The best solution was found to be a combination of an O_2 filter using MgF_2 windows and a multichannel plate. The arrangement was tested and calibrated with an atomic beam of known intensity from an oven.

1. Einleitung

1.1. Fusionsforschung

Das Ziel der wissenschaftlichen Bemühungen um die kontrollierte Kernfusion ist es, Energie aus der Verschmelzung leichter Atomkerne zu gewinnen¹. Dazu muß ein Brennstoffgemisch, z.B. Deuterium und Tritium, auf Temperaturen von mindestens 10^8 K aufgeheizt werden. In einem Fusionsplasma müssen außerdem genügend viele Teilchen für eine gewisse Zeit vorhanden sein, um eine ausreichende Fusionleistung zu erzielen.

Das Konzept des Plasmaeinschlusses in einem torusförmigen Magnetfeld ist derzeit in Form des Tokamaks² am weitesten vorangeschritten. Verschiedene Tokamakexperimente (z.B. JET, TFTR, JT-60, T 15) kommen bereits in die Nähe der physikalischen Voraussetzungen, die für einen Reaktorbetrieb notwendig sind. Dennoch werden viele Plasmaphänomene physikalisch noch nicht oder nur teilweise verstanden.

Beim Einsatz von Zusatzheizungen, die notwendig sind, um die Zündbedingungen für einen Fusionsreaktor zu erreichen, entwickeln sich vermehrt Instabilitäten im Plasma, und das Einschlußverhalten verschlechtert sich. Das Ausmaß der Verschlechterung wird wesentlich durch die Bedingungen am Plasmarand und der Wechselwirkung des Plasmas mit der umgebenden Wand bestimmt. Eine Folge dieser Wechselwirkung ist die Freisetzung von Verunreinigungen, die, wenn sie ins innere Plasma geraten, starke Strahlungsverluste verursachen und das Brennstoffgemisch verdünnen.

Verschiedene Konzepte, um die Wechselwirkung des Plasmas mit der Wand kontrollieren und untersuchen zu können, wurden deshalb entwickelt. Als das erfolgreichste stellte sich das Divertorprinzip² heraus.

1.2. Divertorprinzip

In einem Divertorexperiment wird durch zusätzliche Spulen das torusförmige Magnetfeld so verformt, daß die Plasmarandschicht außerhalb der sog. Separatrix vom Hauptplasma abgeschält wird, bevor sie die umgebende Wand berühren kann. Das Plasma in der Abschältschicht wird dann an separaten Prallplatten, unter Umständen in abgetrennten Kammern, neutralisiert und zum Teil absorbiert.

Das dabei entstehende Neutralgas füllt, soweit es nicht unmittelbar im Plasma vor den Prallplatten wieder ionisiert wird, die Divertorkammer. Dabei erhöht sich die Neutralgasdichte im Divertorraum um 1-2 Größenordnungen gegenüber der Neutraldichte im Hauptraum. Der neutrale Wasserstoff wird nach einigen Stößen mit der Wand erneut im Divertorplasma ionisiert, sofern er nicht vorher in der Wand absorbiert wird oder in die Hauptkammer entweicht. Dadurch steigt auch die Plasmadichte im Divertor erheblich an, so daß sich die vom Hauptplasma zugeführte Energie auf viel mehr Teilchen aufteilen kann. Bis zum Erreichen der Prallplatten wird das Plasma auf Temperaturen von ca. 10 - 20 eV abgekühlt, was die Belastung und Erosion der Prallplatten stark reduziert.

Das Fusionsexperiment ASDEX (Axial Symmetrisches Divertor EXperiment) ist ein Tokamak, bei dem dieses Prinzip unter reaktorrelevanten Bedingungen untersucht wird.³

Es zeigt sich, daß der Divertor (Abb.1.1) eine stark verbesserte Kontrolle der Plasma-Wand-Wechselwirkung ermöglicht. Man erhält ein stabileres Plasma mit einer wohl-definierten Oberfläche. Mit einer Divertorkonfiguration können im sog. H-Regime^{4,5} Plasmen mit verbessertem Einschlußverhalten erzeugt werden. Da der Kontakt des Hauptplasmas mit der Wand nicht unmittelbar an seiner Oberfläche stattfindet, lassen sich auch die Verunreinigungen deutlich reduzieren.

Ein wichtiger Prozeß in einem Tokamak ist der Neutralteilchentransport, der im Falle eines Divertorexperimentes zum großen Teil im Neutralgas des Divertors stattfindet. Er beeinflusst u.a. Energie- und Teilchenbilanz, Güte des Plasmaeinschlusses, Erosion der Wände sowie Energie-, bzw. Teilchenflüsse auf die Gefäßwände. Weiterhin bestimmt er die Anforderungen an Pumpsysteme im Divertorraum.

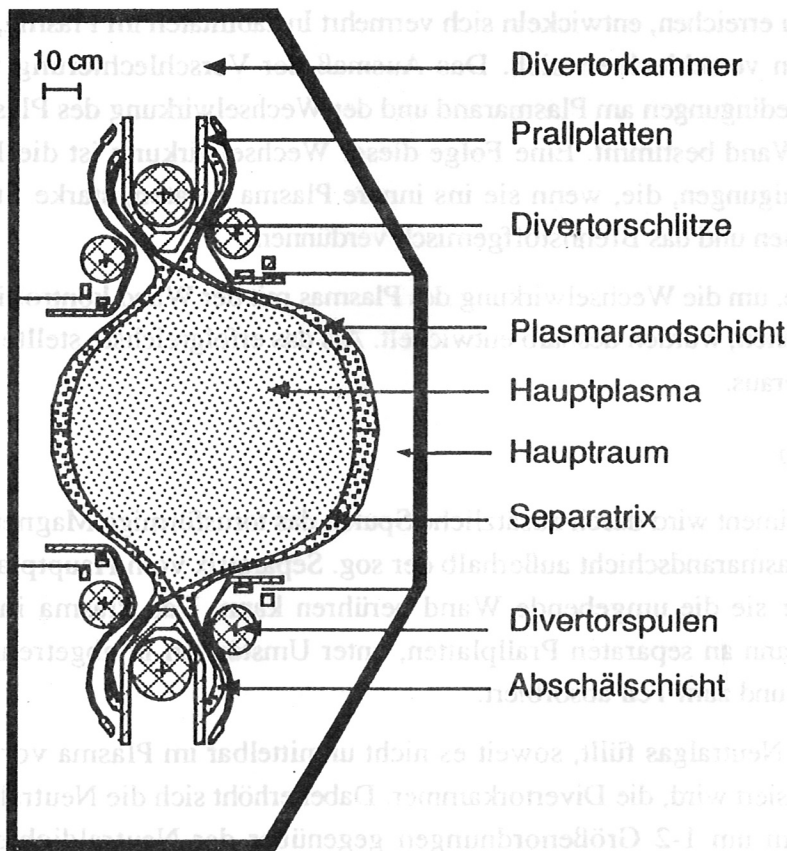


Abb. 1.1: Querschnitt der Vakuumkammer des Divertorexperimentes ASDEX.

Analytische Lösungen für den Neutralteilchentransport lassen sich nur mit stark vereinfachenden Annahmen über Plasmamparameter und Geometrie angeben⁶.

Genauere Berechnungen zum Neutralteilchentransport sind nur mit aufwendigen Computermodellen durchzuführen⁷. Monte-Carlo-Methoden ermöglichen die Simulation der Bewegung vieler einzelner Teilchen in einem Modellplasma⁸. Es wurden inzwischen 3D-Neutraltransportcodes für verschiedene Divertorkonfigurationen (z.B. DEGAS)^{9,10} entwickelt.

Um die Ergebnisse dieser Coderechnungen überprüfen zu können, gilt ein besonderes Interesse am ASDEX und an anderen Divertortokamaks der Messung möglichst vieler Parameter des Neutralgases im Divertor, z.B. Flußdichte, bzw. Druck und Teilchendichte. Da sich aus den theoretischen Modellen die Dichten des atomaren und molekularen Wasserstoffs leicht und unabhängig voneinander berechnen lassen, ist es wünschenswert, diese auch experimentell zu bestimmen¹¹.

Wegen der besonderen physikalischen und technischen Bedingungen bei Fusionsexperimenten (starke Magnetfelder, hohe Störstrahlung) war es bisher nicht möglich, die Partialdichten direkt zu messen. In dieser Arbeit wird ein Verfahren entwickelt, das die Messung dieser Größen erlaubt.

1.3. Diagnostik

Für die Messung der physikalischen Größen des Divertorplasmas und der Plasmawandwechselwirkungen werden eine Reihe von speziellen Diagnostiken eingesetzt.

Man benutzt sowohl berührungsfreie Meßmethoden wie Bolometrie, Spektroskopie, Thomsonstreuung, H_{α} -Detektoren, Manometer und Massenspektrometer als auch Plasmasonden, wie z.B. Langmuirsonden und Aufsammelsonden, die in die Plasmarandschicht eintauchen¹².

1.4. Ionisationsmanometer

Zur Messung der Neutralgasdichte im ASDEX wurde ein Ionisationsmanometer entwickelt, das sowohl eine sehr gute Zeitauflösung hat, als auch in hohen Magnetfeldern (bis 6 T) zuverlässig funktioniert¹³. Wie bei konventionellen Ionisationsmanometern ionisieren dabei durch Glühemission erzeugte und beschleunigte Elektronen einen Teil des vorhandenen Gases. Der gemessene Ionenstrom ist bei konstantem Emissionstrom proportional zur Dichte der Teilchen. Zwei Varianten dieses ASDEX-Ionisationsmanometer werden eingesetzt, eine zur Messung der Neutraldichte, die andere zur Messung des Flußes^{14, 15}.

Ein Ionisationsmanometer mißt gleichermaßen Moleküle wie Atome und daher nur die Gesamtneutralgasdichte des Wasserstoffs. Aus den oben genannten Gründen ist es wichtig die Partialdrücke der einzelnen Komponenten bestimmen zu können. Wegen des starken Magnetfeldes versagen gängige Nachweismethoden, wie z.B. Quadrupolmassenspektrometer. Das Ziel dieser Diplomarbeit war es nun, das ASDEX-Ionisationsmanometer so weiterzuentwickeln, daß auch das Verhältnis der atomaren Dichte zur Gesamtdichte (d.h. der Dissoziationsgrad) gemessen werden kann.

1.5. Lyman-Alpha-Diagnostik

Die Grundidee zur Bestimmung des Dissoziationsgrades ist es, die Lyman-Alpha-Strahlung (L_{α}) zu messen, die bei der Elektronenstoßanregung von atomarem Wasserstoff emittiert wird. Sie entspricht dem Niveauübergang $2P-1S$, hat eine Wellenlänge von 121,6 nm (Photonenenergie: 10,2 eV) und liegt im vakuum-ultravioletten (VUV) Spektralbereich. Da diese Strahlung nur von H-Atomen abgegeben wird, ist sie ein Maß für den Anteil des atomaren Wasserstoffs im Meßvolumen. Zusammen mit der Messung der Gesamtdichte aus dem Ionenstrom läßt sich dann die atomare und molekulare Dichte bestimmen.

Da der Anregungsquerschnitt klein ist und keine großen Elektronenströme in Ionisationsmanometern möglich sind, ist eine sehr geringe Lichtausbeute zu erwarten. Das erfordert einen hochempfindlichen Detektor in geringem Abstand zum Ionisationsmanometer. Daraus folgt, daß der Detektor im Magnetfeld und bei starker Störstrahlung des Plasmas funktionsfähig sein muß. Zudem hat auch der molekulare Wasserstoff im VUV-Bereich breite Emissionsspektren, so daß eine spektrale Auflösung notwendig ist, um die L_{α} -Strahlung auszufiltern.

Mehrere Alternativen zur Entwicklung eines L_{α} -Diagnostik wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit erörtert, von denen zwei ausgeführt und getestet worden sind.

Detektor 1 benutzt eine Vielkanalplatte (Multichannelplate), die wegen des kleinen Durchmessers ihrer Kanäle ($\approx 10 \mu\text{m}$) bei geeigneter Ausrichtung auch im Magnetfeld funktionsfähig ist und wegen ihrer spektralen Empfindlichkeit ein Kantenfilter für längerwelliges Licht darstellt.

Detektor 2 benutzt einen Szintillator, um das L_{α} -Licht in längerwelliges umzuwandeln, so daß es dann mit einem Lichtleiter aus dem Gefäß und dem Magnetfeld herausgeführt und mit hochempfindlichen Photomultipliern gemessen werden kann.

Um diese Detektoranordnungen testen zu können, wurde ein Laborexperiment mit einem Atomstrahlrohr aufgebaut, das es ermöglicht, einen Wasserstoffatomstrahl zu erzeugen.

In Kapitel 2 werden die atomaren und molekularen Eigenschaften des Wasserstoffs sowie von Stoßprozessen mit Elektronen dargestellt.

In Kapitel 3 wird die Theorie der Neutraldichtemessung ausgeführt und gezeigt, wie das Verhältnis der L_{α} -Strahlung und des Ionenstroms vom Dissoziationsgrad abhängt.

In Kapitel 4 wird die Konstruktion, der Einsatz und die Eigenschaften des ASDEX Ionisationsmanometer dargestellt.

Kapitel 5 behandelt einige Grundlagen der Physik im VUV und die Anforderungen, die an einen L_{α} -Detektor gestellt werden.

Kapitel 6 beschreibt den experimentellen Aufbau und die Testergebnisse der Detektoren.

Kapitel 7 enthält eine Zusammenfassung.

In Anhängen werden weitere Methoden zur Neutralgasdichtemessung, der Atomstrahl-
 ofen, andere VUV-Nachweismethoden und die Wirkungsquerschnitte der wichtigsten
 Reaktionen zwischen Elektronen und Wasserstoff dargestellt.

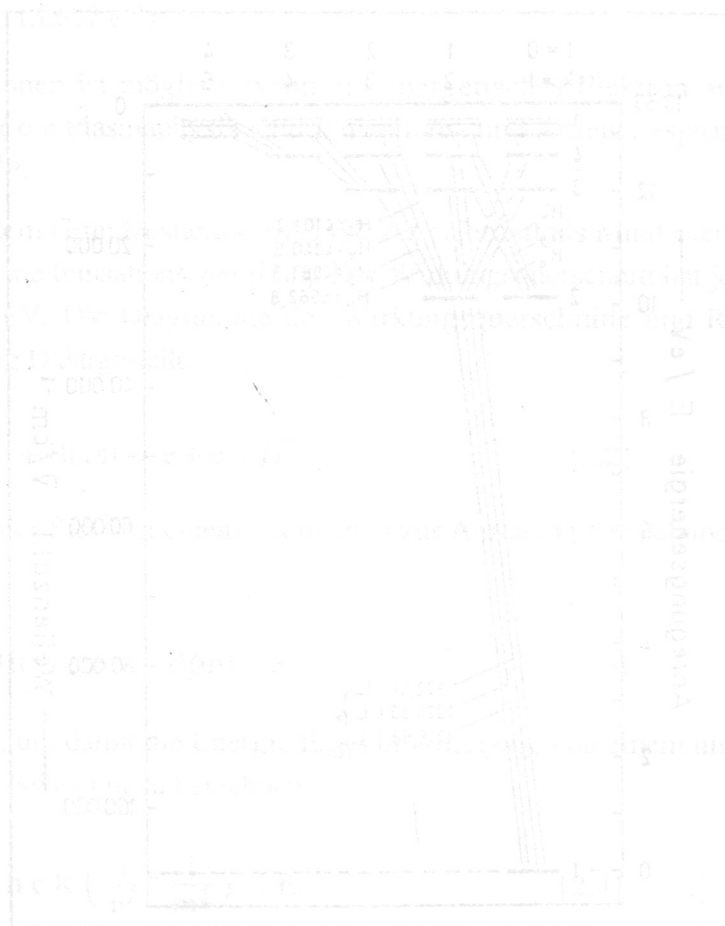


Abb. 1: Wirkungsquerschnitt des atomaren Wasserstoffs für die Anregung durch Elektronen.

Die Formel für die Formel beschreibt die Formel (mit $n=1$ und $n=2$) wenn man die Formel

$$\sigma = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right) \ln \left(\frac{2E}{h\nu} \right) \quad (2.1)$$

2. Atomare und molekulare Eigenschaften des Wasserstoffs

Der Wasserstoff ist das einfachste aller chemischen Elemente und seine atomaren und molekularen Eigenschaften sind sowohl theoretisch wie auch experimentell genau bekannt. Im folgenden werden die Eigenschaften, die für diese Arbeit wichtig sind, zusammengefaßt.

2.1. Wasserstoffatom

Das Niveauschema des atomaren Wasserstoffs mit den Wellenlängen der wichtigsten Übergänge ist in Abb. 2.1 dargestellt.

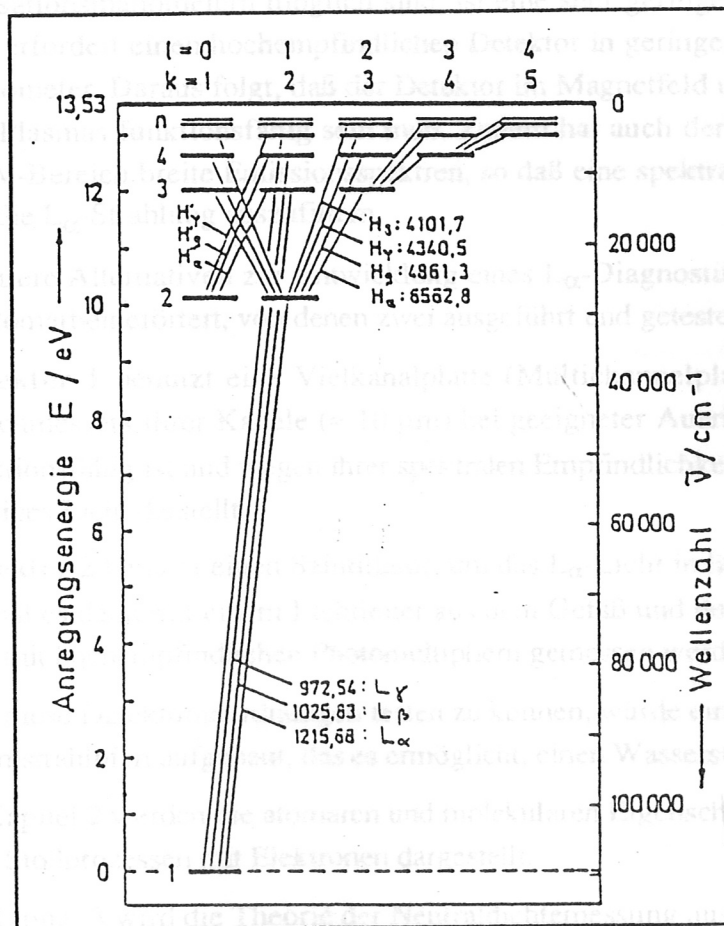


Abb.2.1: Niveauschema des atomaren Wasserstoffs.

Die Lyman-Alpha (L_{α})-Linie entspricht dem ersten Übergang der Lyman-Serie und wird durch die Bohr'sche Formel beschrieben (mit $n_i = 1$ und $n_f = 2$):

$$\lambda^{-1} = R \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2} \right) \quad [2.1]$$

Mit den Rydberg-Konstanten

$$R_H = 109677.575 \text{ cm}^{-1} \quad \text{für Wasserstoff}$$

$$R_D = 109707.420 \text{ cm}^{-1} \quad \text{für Deuterium}$$

ergeben sich folgende Wellenlängen:

$$L_{\alpha}(H^0) : 121.568 \text{ nm} \quad (10,1987 \text{ eV})$$

$$L_{\alpha}(D^0) : 121.535 \text{ nm} \quad (10,2015 \text{ eV})$$

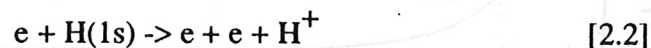
Für $n_f = \infty$ ergibt sich die Ionisationsgrenze:

$$E_i(H) : 91.176 \text{ nm} \quad (13.598 \text{ eV})$$

$$E_i(D) : 91.151 \text{ nm} \quad (13.602 \text{ eV})$$

Eine Vielzahl von Reaktionen ist möglich, wenn ein energetisches Elektron auf ein Wasserstoffatom stößt. Für die Plasmaphysik sind Ionisations- und Anregungsprozesse, von besonderem Interesse¹⁶.

Die Ionisation von H aus dem Grundzustand gemäß Gl. 2.2 erfordert als Mindestenergie für das stoßende Elektron die Ionisationsenergie E_i . Der Wirkungsquerschnitt hat jedoch ein Maximum bei ca. 70 eV. Die Diagramme der Wirkungsquerschnitte und Ratenkoeffizienten sind in Anhang D dargestellt.



Neben der Ionisation kann der Stoß mit einem Atom auch zur Anregung des gebundenen Elektrons führen:



Gl. 2.1 läßt sich umformen, um damit die Energie E_{nm} zur Anregung von einem unteren Niveau n zu einem höheren Niveau m zu berechnen:

$$E_{nm} = h c R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \leq E_i \quad [2.4]$$

Dabei muß das anregende Elektron eine kinetische Energie $\geq E_{nm}$ besitzen. Auch hier liegt das Maximum der Wirkungsquerschnitte bei wesentlich höheren Energien.

Angeregte Zustände haben eine begrenzte Lebensdauer und zerfallen bei erlaubten Übergängen spontan unter Abgabe eines Photons mit der Energie $E_{mn'}$ in den Zustand n' :



2.2. Wasserstoffmolekül

Da der Wasserstoff außerhalb des Plasmas überwiegend als H_2 vorliegt, müssen auch die molekulare Eigenschaften berücksichtigt werden. Das zweiatomige Molekül des Wasserstoffs hat gegenüber dem Atom zusätzlich zwei Freiheitsgrade der Rotation und einen der Vibration.

Wegen der zusätzlichen Freiheitsgrade strahlen angeregte Moleküle ihre Energie in Bandenspektren ab. Die beiden wichtigsten Übergänge des H_2 -Moleküls sind das Lyman-System ($B^1\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$) und das Werner-System ($C^1\Pi_u \rightarrow X^1\Sigma_g^+$), die beide im VUV-Bereich liegen.¹⁷ In Abb. 2.2 sind die verschiedenen Potentialkurven des Wasserstoffmoleküls dargestellt.

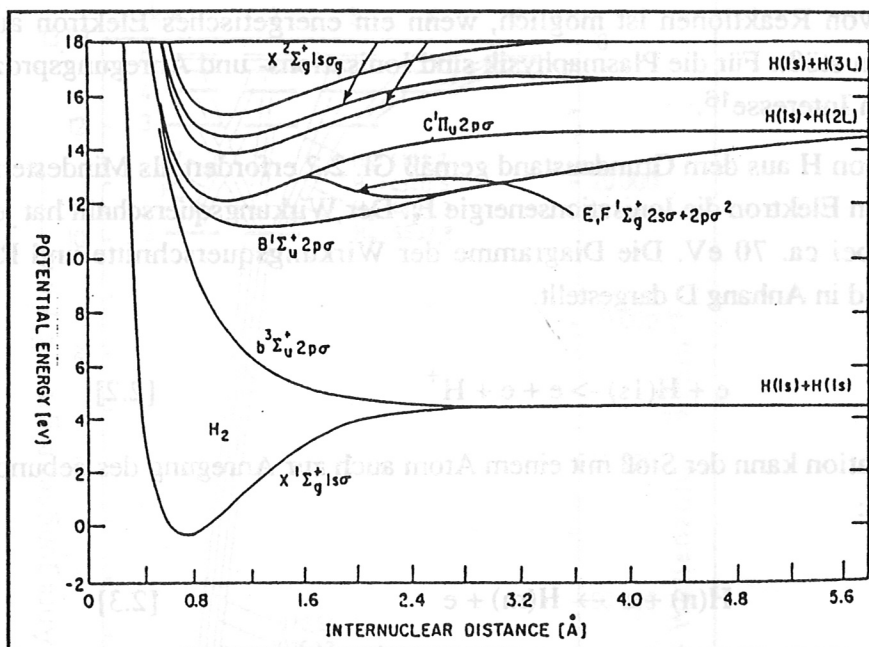


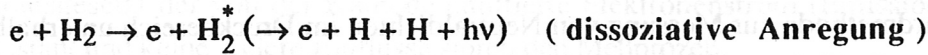
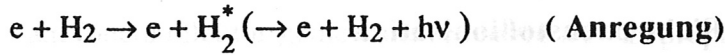
Abb. 2.2 :Potentialkurve von H_2 als Funktion des Atomabstandes

Elektronische Übergänge im Molekül erfolgen wegen des Frank-Condon-Prinzips grundsätzlich bei konstantem Kernabstand. Dadurch kann das Molekül in Zustände mit hoher potentieller Energie gelangen. Ist der Endzustand abstoßend, wie z.B. $b^3\Sigma_u^+ 2p\sigma$, wird diese Energie bei der anschließenden Dissoziation des Moleküls auf die entstehenden Atome übertragen. Sie erhalten dadurch eine kinetische Energie im Bereich mehrerer eV.

Die Ionisations- und Dissoziationsenergien für das Wasserstoffmolekül betragen¹⁸:

$$E_{H_2}^{\text{ion}} = 15,467 \text{ eV}, \quad E_{H_2}^{\text{diss}} = 4,478 \text{ eV}, \quad E_{D_2}^{\text{diss}} = 4,556 \text{ eV}$$

Elektronenstöße mit Wasserstoffmolekülen können folgende Reaktionen verursachen
 (nach ihrer Anregungsenergie geordnet) :



In Anhang D sind die Wirkungsquerschnitte und Ratenkoeffizienten der wichtigsten Prozesse (**Anregung, dissoziative Anregung, Dissoziation, Ionisation**) aufgeführt.

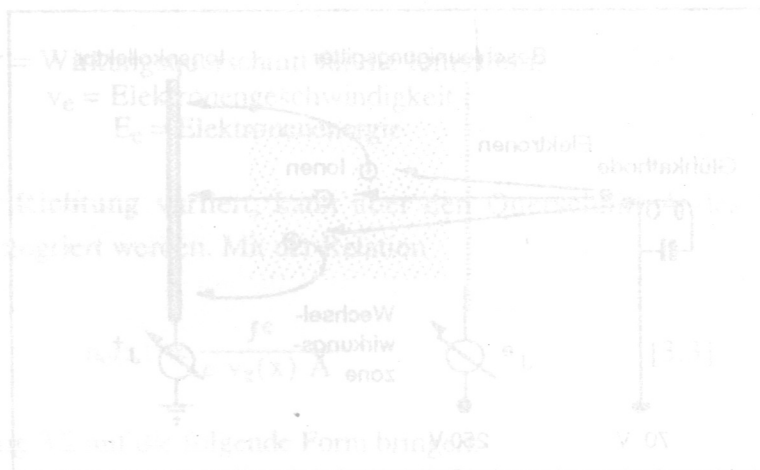


Abb. 3.1: Prinzip eines Ionisationsmanometers

3. Neutralgasdichtemessung

Von den vielen in Gebrauch befindlichen Methoden zur Messung von Neutralgasdichten werden hier nur zwei besprochen, die im Zusammenhang mit der Aufgabenstellung dieser Arbeit von besonderer Bedeutung sind. Im Anhang A werden einige weitere Methoden aufgeführt.

3.1. Messung mittels Elektronenstoßionisation

Die Standardmethode zur Messung von Neutraldichten im Druckbereich unterhalb 10^{-3} mbar benutzt die Elektronenstoßionisation, meist in Form eines Ionisationsmanometers.

Dabei wird das Neutralgas mit Elektronen ausreichender Energie beschossen, so daß einzelne Moleküle bzw. Atome ionisiert werden. Die Mindestenergie der Elektronen entspricht der Ionisationsenergie, das Maximum des Ionisationsquerschnittes liegt jedoch bei wesentlich höheren Energien (s.a. Kap. 2.1 und 2.2).

Die Zahl der erzeugten Ionen ist direkt proportional zum Strom der ionisierenden Elektronen und zur Dichte der Gasteilchen, vorausgesetzt der Druck ist so niedrig, daß jedes Elektron maximal einen Ionisationsstoß macht.

In einem Ionisationsmanometer (s. Abb. 3.1) werden die Elektronen üblicherweise mit einer Glühkathode erzeugt und zu einem transparenten Gitter hin beschleunigt (Beschleunigungsgitter). Die meisten durchdringen das Gitter und ionisieren das im Raum hinter dem Gitter (Wechselwirkungszone) vorhandene Gas. Die Ionen werden von einer dritten Elektrode (Ionenkollektor), die ein negatives Potential gegenüber den anderen Elektroden besitzt, aufgesammelt. In diesem Potential werden die Elektronen abgebremst, wieder zurückgetrieben und pendeln so einige Male um die Gitterdrähte.

Die Größe des Stroms am Ionenkollektor (Ionenstrom) ergibt ein Maß für die Gasdichte. Für die Eigenschaften und Einsatzmöglichkeiten der Ionisationsmanometer sind die Form und Anordnung der Elektroden von wesentlicher Bedeutung¹⁹.

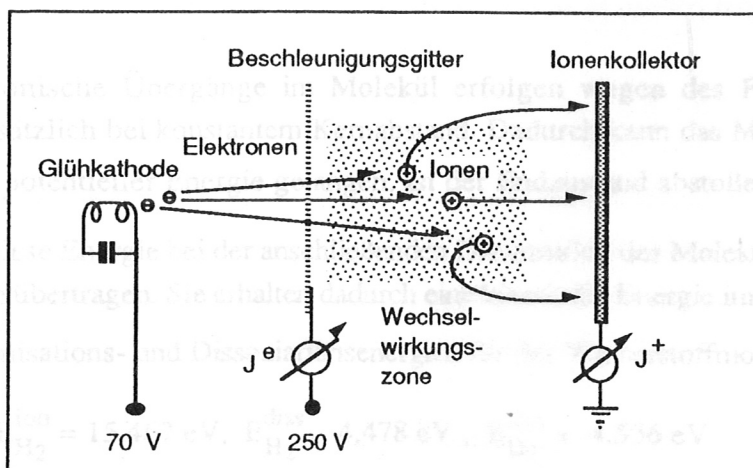


Abb. 3.1: Prinzip eines Ionisationsmanometers

Da prinzipiell alle Gasteilchen ionisiert werden können, wird immer die Gesamtdichte des vorliegenden Gases gemessen. Wegen der unterschiedlichen Ionisationsquerschnitte der verschiedenen Gase variiert allerdings die Empfindlichkeit des Ionisationsmanometers entsprechend. So ist die Empfindlichkeit für Stickstoff ca. 2,5 mal höher als für Wasserstoff²⁰. Auch unterscheidet sie sich für atomaren und molekularen Wasserstoff (s. Kap. 3.3).

Der am Ionenkollektor gemessene Ionenstrom J^+ ist proportional zur Dichte des Gases, vorausgesetzt der von der Kathode emittierte Elektronenstrom (Emissionsstrom J^e) ist konstant und keine andere Einflüsse stören den Meßprozeß.

Die Ionisationsenergien von Wasserstoff betragen:

$$E_{\text{H}_2}^{\text{ion}} = 15.47 \text{ eV}, \quad E_{\text{H}}^{\text{ion}} = 13.59 \text{ eV}, \quad E_{\text{D}}^{\text{ion}} = 13.60 \text{ eV}$$

In Ionisationsmanometern werden die Elektronen meist auf 100 - 200 eV beschleunigt, so daß die Elektronenenergie in der Mitte der Wechselwirkungszone ungefähr dem Maximum des Ionisationsquerschnitt entspricht.

Der resultierende Ionenstrom durch Stoßionisation ergibt sich aus der Gleichung:

$$J^+ = e \int dx^3 n_e n_{\text{Gas}} \{\sigma^+ v_e\} \quad [3.1]$$

n_{Gas} = Dichte des Neutralgases, n_e = Elektronendichte,
 $\{\sigma^+ v_e\}$ = Ratenkoeffizient für Elektronenstoßionisation,
 gemittelt über die lokale Elektronenenergieverteilung

Da die Elektronen in einem Ionisationsmanometer eine ortsabhängige, monoenergetische Energieverteilung $E_e(x)$ besitzen, gilt:

$$J^+ = e \int dx^3 n_e(x) n_{\text{Gas}} \sigma^+(E_e(x)) v_e(x) \quad [3.2]$$

σ^+ = Wirkungsquerschnitt für die Ionisation,
 v_e = Elektronengeschwindigkeit,
 E_e = Elektronenenergie

Da E_e nur in einer Richtung variiert, kann über den Querschnitt A des Wechselwirkungsvolumens integriert werden. Mit der Relation

$$n_e(x) = \frac{J^e}{e v_e(x) A} \quad [3.3]$$

läßt sich die Gleichung 3.2 auf die folgende Form bringen:

$$J^+ = e A \int dx \frac{J^e}{e v_e(x) A} n_{\text{Gas}} \sigma^+(E_e) v_e(x) \quad [3.4]$$

$$\text{oder } J^+ = J^e n_{\text{Gas}} \int dx \sigma^+(E_e(x)) \quad [3.5]$$

Da die Energieverteilung $E_e(x)$ unabhängig von der Gasdichte ist, läßt sich das Integral als Konstante C ausdrücken, welche im wesentlichen von der Geometrie und dem Wirkungsquerschnitt σ^+ abhängt. Gl. 3.5 vereinfacht sich daher zu:

$$J^+ = C n_{\text{Gas}} J^e \quad [3.6]$$

$C = \text{Proportionalitätskonstante [m}^3\text{]}$

Über die Zustandsgleichung für ideale Gase

$$P = n k T \quad [3.7]$$

$k = \text{Boltzmannkonstante}$

läßt sich bei bekannter Temperatur T der Druck P bestimmen:

$$P = d \cdot \frac{J^+}{J^e} = d \cdot \frac{J^{m+} - J^{r+}}{J^e} \quad [3.8]$$

$J^{m+} = \text{gemessener Ionenstrom, } d = \text{Empfindlichkeitkonstante [mbar}^{-1}\text{]}$

J^{r+} ist ein druckunabhängiger Reststrom, der in erster Linie durch Photoelektronen verursacht wird. Diese werden durch die weiche Röntgenstrahlung, die beim Aufprall der Elektronen auf das Gitter erzeugt wird, aus dem Ionenkollektor geschlagen. Ein zusätzlicher Anteil entsteht durch Ionen, die von den Elektronen aus dem Gitter geschlagen werden²¹. Bei konstantem Elektronenstrom und $J^{r+} \ll J^+$ ist der Druck also direkt proportional zum gemessenen Ionenstromsignal. Die Konstante d ist nur von der Gasart und der Geometrie des Ionisationsmanometers abhängig.

3.2. Messung mittels Elektronenstoßanregung

Da Atome und Moleküle durch Stöße mit Elektronen neben der Ionisation auch angeregt werden können, ist die Intensität der von angeregten Teilchen emittierten Strahlung gleichfalls proportional zur Dichte der Teilchen²². Anstelle des Ionenstroms tritt die Strahlungsintensität Φ^* . Für die Anregungsprozesse gilt analog zu Gl. 3.2 u. 3.6:

$$\Phi^* = \int dx^3 n_e(x) n_{\text{Gas}} \sigma^*(E_e) v_e(x) \quad [3.9]$$

$\sigma^* = \text{Wirkungsquerschnitt für die Anregung}$

und

$$\Phi^* = C^* n_{\text{Gas}} J^e \quad [3.10]$$

C^* = Proportionalitätskonstante

Die Emission erfolgt in Linien- und Bandenspektren, die charakteristisch für das jeweilige Gas sind. Dadurch bietet sich die Möglichkeit, durch spektrale Zerlegung zwischen verschiedenen Gasen zu unterscheiden. So kann z.B. durch Messung der L_α -Linie die Partialdichte des atomaren Wasserstoffes H^0 bestimmt werden.

Eine schematische Darstellung ein solches H^0 -Manometers wird in Abb. 3.2. gezeigt.

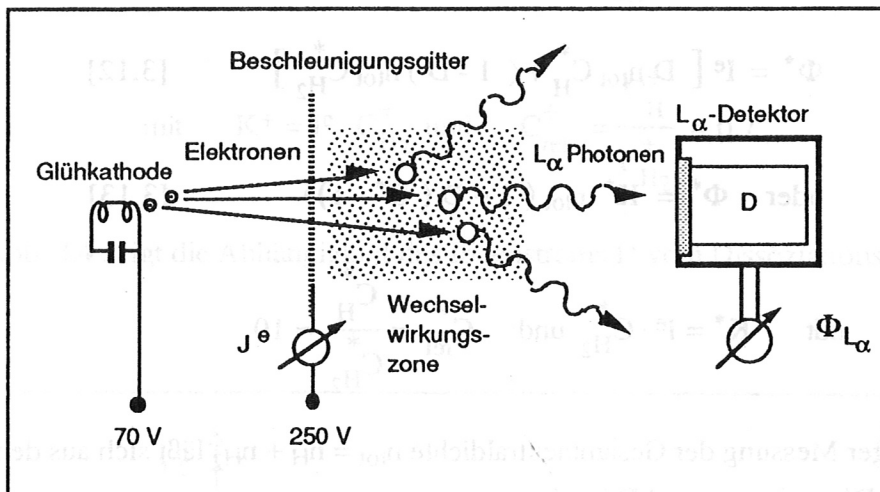
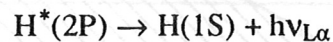
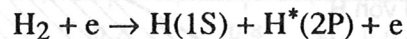


Abb.3.2: Schema eines H^0 -Manometers.

3.3. Bestimmung des H_2/H^0 -Verhältnisses

Im Falle eines H_2/H^0 -Gemisches ist die Messung der L_α -Linie jedoch nicht ausreichend für eine Bestimmung der Partialdichte von H^0 , da auch durch dissoziative Anregung von Wasserstoffmolekülen angeregte Wasserstoffatome (z.B. im 2P-Niveau) erzeugt werden.



Allerdings läßt sich die Tatsache ausnutzen, daß für Atome der Anregungsquerschnitt

σ_H^* ($\approx 10^{-17} \text{ cm}^2$) um den Faktor 10 größer ist als für Moleküle $\sigma_{H_2}^*$ ($\approx 10^{-18} \text{ cm}^2$).

Die beide Beiträge addieren sich dann analog Gl. 3.6 zur Intensität des L_{α} -Signals:

$$\Phi^* = I^e n_H C_H^* + I^e n_{H_2} C_{H_2}^* \quad [3.11]$$

$I^e = \text{Emissionsstrom} = J^e/e$,

$C_{H_2}^*, C_H^* = \text{Proportionalitätskonstanten bei } L_{\alpha}$

Mit $n_{\text{tot}} = n_H + n_{H_2}$ und $D = \frac{n_H}{n_{\text{tot}}}$ ergibt sich:

$$\Phi^* = I^e [D n_{\text{tot}} C_H^* + (1 - D) n_{\text{tot}} C_{H_2}^*] \quad [3.12]$$

$$\text{oder } \Phi^* = K^* n_{\text{tot}} (1 + D (C^* - 1)) \quad [3.13]$$

$$\text{mit } K^* = I^e \cdot C_{H_2}^* \quad \text{und} \quad C_{\text{rel}}^* = \frac{C_H^*}{C_{H_2}^*} \approx 10$$

Bei gleichzeitiger Messung der Gesamtneutraldichte $n_{\text{tot}} = n_H + n_{H_2}$ läßt sich aus dem L_{α} -Signal also der Dissoziationsgrad D bestimmen.

Die Abhängigkeit des L_{α} -Signals Φ^* von D bei konstantem n_{tot} ergibt eine lineare Funktion wie das Diagramm in Abb. 3.3. veranschaulicht.

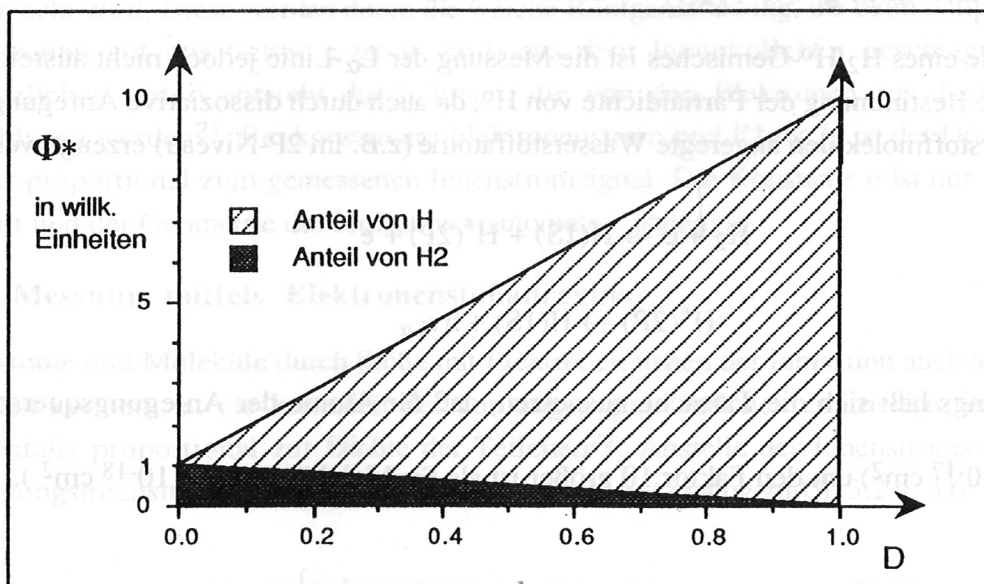


Abb. 3.3: Abhängigkeit der L_{α} -Intensität vom Dissoziationsgrad D

Prinzipiell gilt das Gleiche auch für den Ionenstrom und bei der Dichtemessung muß berücksichtigt werden, daß der Ionisationsquerschnitt für molekularen Wasserstoff $\sigma_{\text{H}_2}^+$ um den Faktor 1.4 größer ist als für Atome σ_{H}^+ . Analog zu 3.12 und 3.13 ergibt sich:

$$I^+ = I^e \left[D n_{\text{tot}} C_{\text{H}}^+ + (1 - D) n_{\text{tot}} C_{\text{H}_2}^+ \right] \quad [3.14]$$

$$\text{oder } I^+ = K^+ \cdot n_{\text{tot}} (1 + D (C_{\text{rel}}^+ - 1)) \quad [3.15]$$

$$\text{mit } K^+ = I^e \cdot C_{\text{H}_2}^+ \text{ und } C_{\text{rel}}^+ = \frac{C_{\text{H}}^+}{C_{\text{H}_2}^+} \approx 0.7$$

Die Abb. 3.4 zeigt die Abhängigkeit des Ionenstroms I^+ vom Dissoziationsgrad D .

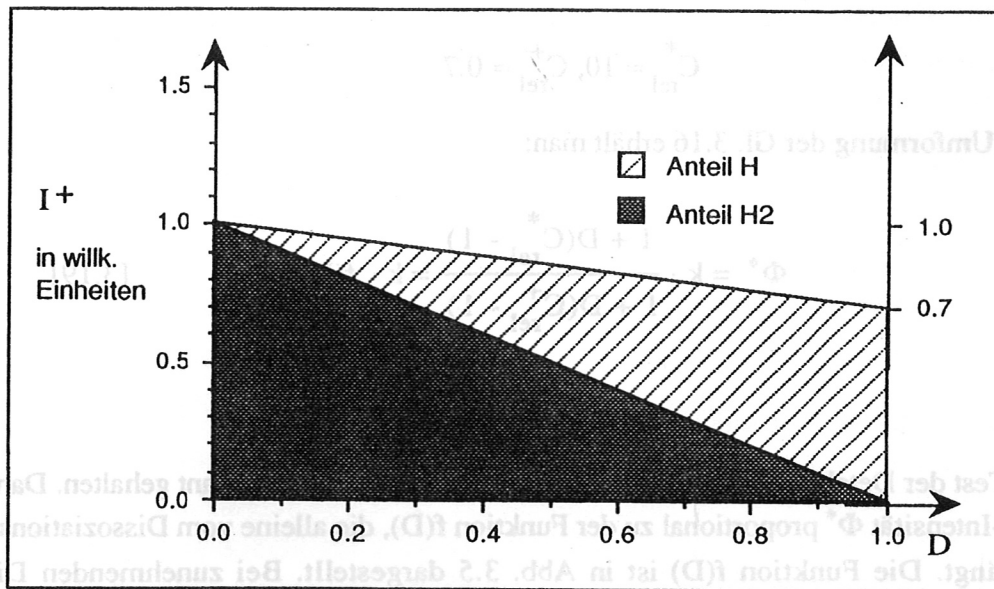


Abb. 3.4: Abhängigkeit des Ionenstroms vom Dissoziationsgrad D

Bei bekanntem Dissoziationsgrad D ergibt sich die Gesamtdichte n_{tot} aus Gl. 3.15:

$$n_{\text{tot}} = \frac{I^+}{K^+} \cdot \frac{1}{1 + D (C_{\text{rel}}^+ - 1)} \quad [3.16]$$

Das Verhältnis aus I^+ und Φ^* ist unabhängig von I^e und n_{tot} und daher nur eine Funktion des Dissoziationsgrades D .

Aus Gl. 3.13 und 3.15 ergibt sich:

$$\frac{I^+}{\Phi^*} = \frac{C_{\text{H}_2}^+}{C_{\text{H}_2}^*} \cdot \frac{1 + D (C_{\text{rel}}^+ - 1)}{1 + D (C_{\text{rel}}^* - 1)} = R(D) \quad [3.17]$$

Das Verhältnis $R_0 = R(D = 0) = \frac{C_{\text{H}_2}^+}{C_{\text{H}_2}^*}$ kann durch eine Messung in einem nicht dissoziierten Gas experimentell bestimmt werden.

Der Dissoziationsgrad des $\text{H}_2\text{-H}^0$ -Gemisches läßt sich also durch eine relative Messung (prinzipiell ohne absolute Eichung) von Ionenstrom I^+ und L_α -Signal Φ^* bestimmen:

$$D = \frac{R_0 - R}{R (C_{\text{rel}}^* - 1) - R_0 (C_{\text{rel}}^+ - 1)} \quad [3.18]$$

$$C_{\text{rel}}^* \approx 10, C_{\text{rel}}^+ \approx 0.7$$

Durch Umformung der Gl. 3.16 erhält man:

$$\Phi^* = k \cdot \frac{1 + D(C_{\text{rel}}^* - 1)}{1 + D(C_{\text{rel}}^+ - 1)} = k \cdot f(D) \quad [3.19]$$

$$\text{mit } k = \frac{I^+}{R_0}$$

Beim Test der Detektorkonfigurationen wurde der Ionenstrom konstant gehalten. Dann ist die L_α -Intensität Φ^* proportional zu der Funktion $f(D)$, die alleine vom Dissoziationsgrad D abhängt. Die Funktion $f(D)$ ist in Abb. 3.5 dargestellt. Bei zunehmenden Dissoziationsgrad D nimmt die Empfindlichkeit des Ionisationsmanometers ab. Dadurch nimmt bei konstantem Ionenstrom die Gesamtdichte zu, so daß diese Kurve leicht durchhängt.

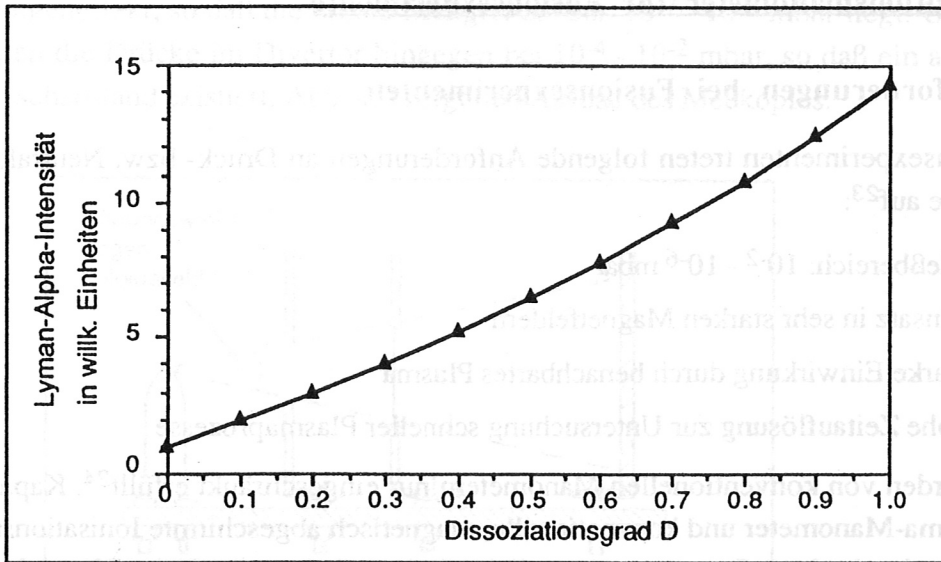


Abb.3.5: Theoretische Abhängigkeit der L_{α} -Intensität Φ^* vom Dissoziationsgrad D bei konstantem Ionenstrom I^+ .

Für ein Ionisationsmanometer, das in der Nähe des Plasmas betrieben werden soll, ergeben sich aus den obigen Bedingungen folgende Konsequenzen:

1) Die Elektronen und Ionen bewegen sich nur entlang der Feldlinien und sind daher auf ein gerichtetes Band II B. in der Nähe der Kathode beschränkt. Aus diesem Grund eignen sich besonders dünne Anordnungen, die parallel zum Magnetfeld orientiert sind.

2) Die Kathode muß der Leitfähigkeit, die zum Heizen im Vakuumfeld erforderlich wird, widerstehen.

3) Der vom Plasma verursachte Ionenstrom muß genügend groß sein, um die Kathode zu erhitzen.

4.2. Das ASDEX-Ionisationsmanometer

Die ASDEX-Ionisationsmanometer sind in der Lage, die Ionisationsintensität in der Nähe der Kathode zu messen. Die Bedeutung der Neutronenmessung für Divertorexperimente wurde am ASDEX ein spezielles Ionisationsmanometer entwickelt, das unter allen oben genannten Bedingungen zutreffend arbeiten soll.

4.3. Aufbau des Manometers

Das ASDEX-Ionisationsmanometer besteht aus einem linearen Aufbau der Elektroden, eine dünnwandige Kathode als üblich und ein zusätzliches Steuerelement zwischen Kathode und Anode, das es erlaubt, die Distanz zwischen den Elektroden zu verstellen. Die Anode ist mit einer Beschleunigung zu modifizieren, magistraler, von der die die Anode abstrahlt, was die Ionenenergie erhöht. Die Anode ist aus einem Poloidalblech (Abb. 4.2) und wegen des variablen Poloidalbleches (Abb. 4.2) muß wegen des variablen Poloidalbleches ein gewisser Öffnungswinkel zum Ionenträger hin besitzen. Dieser, wie auch die Gitteröffnungen, sind entsprechend groß ausgelegt. Das führt zu einem relativ starken

4. Ionisationsmanometer für Fusionsexperimente

4.1. Anforderungen bei Fusionsexperimenten

In Fusionsexperimenten treten folgende Anforderungen an Druck- bzw. Neutraldichtemeßgeräte auf²³:

- Meßbereich: 10^{-2} - 10^{-6} mbar
- Einsatz in sehr starken Magnetfeldern
- starke Einwirkung durch benachbartes Plasma
- hohe Zeitauflösung zur Untersuchung schneller Plasmaprozesse

Diese werden von konventionellen Manometern nur eingeschränkt erfüllt²⁴. Kapazitäts-Diaphragma-Manometer und konventionelle, magnetisch abgeschirmte Ionisationsmanometer, die durch einen Stutzen von möglichst hohem Leitwert mit der Plasmakammer verbunden sind, erfüllen zwar die ersten drei Bedingungen, haben jedoch eine schlechte Zeitauflösung von über 50 ms²⁵.

Für ein Ionisationsmanometer, das in der Nähe des Plasmas betrieben werden soll, ergeben sich aus den obigen Bedingungen folgende Konsequenzen:

- 1) Die Elektronen und Ionen bewegen sich nur entlang der Feldlinien und sind daher auf ein geradliniges Band $\parallel B$, das von der Kathode ausgeht, beschränkt. Aus diesem Grund eignen sich besonders lineare Anordnungen, die parallel zum Magnetfeld orientiert sind.
- 2) Die Kathode muß der Lorentzkraft, die vom Heizstrom im Magnetfeld verursacht wird, widerstehen.
- 3) Der vom Plasma verursachte hohe Untergrund muß gegenüber dem echten Ionenstrom diskriminiert werden.

4.2. Das ASDEX Ionisationsmanometer

Aufgrund der besonderen Bedeutung der Neutraldichtemessung für Divertorexperimente wurde am ASDEX ein spezielles Ionisationsmanometer entwickelt, das unter allen oben genannten Bedingungen zufriedenstellend arbeitet⁸.

4.2.1. Aufbau des Meßkopfes

Das ASDEX-Ionisationsmanometer besitzt einen linearen Aufbau der Elektroden, eine wesentlich dickere Kathode als üblich und ein zusätzliches Steuergitter zwischen Kathode und Anode, das es erlaubt zur Diskriminierung des Ionenstromuntergrunds den Emissionsstrom mit einer Rechteckspannung zu modulieren.

Die lineare Elektrodenanordnung (Abb. 4.2) muß wegen des variablen Poloidalfeldes einen gewissen Öffnungswinkel zum Ionenfänger hin besitzen. Dieser, wie auch die Gitteröffnungen, sind entsprechend groß ausgelegt. Das führt zu einem relativ starken

Röntgeneffekt, so daß die untere Meßgrenze bei 10^{-7} - 10^{-8} mbar liegt. Üblicherweise liegen die Drücke im Divertor hingegen bei 10^{-4} - 10^{-2} mbar, so daß ein ausreichender Rauschabstand existiert. Abb. 4.2 zeigt den Aufbau des Meßkopfes.

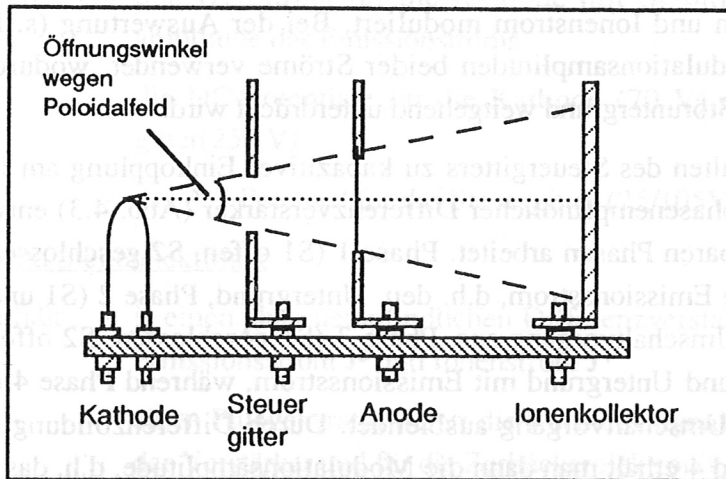


Abb. 4.2: Schematischer Aufbau des Meßkopfes

Die Kathode wird mit Gleichstrom geheizt. Damit die Kathode durch die Lorentzkraft nicht beschädigt wird, wurde ein relativ großer Drahtdurchmesser d_k gewählt. Der notwendige Heizstrom I_H ist $\sim d_k^{3/2}$, die Biege- bzw. Zugfestigkeit eines Drahtes sind jedoch $\sim d_k^3$ bzw. d_k^2 . Ein thoriertes Wolframdraht von 0.6 mm Dicke erwies sich bei einem Heizstrom von bis zu 30 A als hinreichend stabil für Magnetfelder bis über 3 T. Bei normalen Betrieb ist ein Heizstrom von ca. 15 A notwendig. Bei Verwendung einer mit Lanthanhexaborid beschichteten Kathode ist wegen der verringerten Austrittsarbeit ein wesentlich kleinerer Heizstrom notwendig, so daß ein Einsatz bis über 6 T möglich ist.

Eine Wechselstromheizung hat den Nachteil, daß eine aufwendige Elektronik zur Ausfilterung der Wechselstromfrequenz aus den Meßsignalen nötig ist.

Da sich die Elektronen im Magnetfeld nur in einem sehr schmalen Band bewegen können, wurde das Beschleunigungsgitter zu Vermeidung einer Schattenwirkung als Gitter mit dünnen Drähten senkrecht zur Kathode ausgebildet. Das Steuergitter wurde aus dem gleichen Grund als Schlitzblende ausgeführt.

Der Ionenfänger wird als geschlossene Platte gefertigt, um möglichst alle Ionen aufzusammeln zu können. Wie oben erwähnt, erhöht sich dadurch der Röntgeneffekt.

Es gibt zwei Versionen des Meßkopfes, eine geschlossene, die es erlaubt, den Neutralfluß zu messen und eine offene, die zur Neutraldichtemessung eingesetzt wird. Um den Meßkopf vor Ladungsträgern, die vom Plasma stammen, zu schützen, wurden bei der offenen Ausführung senkrecht zum Magnetfeld Lamellen bzw. Bleche angeordnet. Die geschlossene Version besitzt anstelle der Lamellen ein Blechgehäuse mit einer kleinen Öffnung.

4.2.2. Elektronik

Da der Störuntergrund bei Fusionsexperimenten sehr groß ist, wurde eine spezielle Elektronik für das ASDEX-Ionisationsmanometer entwickelt. Das Potential des Steuergitters wird mit typisch 10 kHz zwischen 25 V und 105 V umgeschaltet. Dadurch werden der Elektronenstrom und Ionenstrom moduliert. Bei der Auswertung (s. Kap. 3.1.3) werden nur die Modulationsamplituden beider Ströme verwendet, wodurch der vom Plasma verursachte Störuntergrund weitgehend unterdrückt wird.

Da es beim Umschalten des Steuergitters zu kapazitiver Einkopplung am Ionenfänger kommt, wurde ein phasenempfindlicher Differenzverstärker (Abb. 4.3) entwickelt, der mit vier frei variierbaren Phasen arbeitet. Phase 1 (S1 offen, S2 geschlossen) mißt das Referenzsignal ohne Emissionsstrom, d.h. den Untergrund, Phase 2 (S1 und S2 offen) blendet den ersten Umschaltvorgang aus, Phase 3 (S1 geschlossen, S2 offen) mißt die Summe aus Signal und Untergrund mit Emissionsstrom, während Phase 4 (S1 und S2 offen) den zweiten Umschaltvorgang ausblendet. Durch Differenzbildung der Ströme während Phase 2 und 4 erhält man dann die Modulationsamplitude, d.h. das eigentliche Ionenstromsignal.

Im Vergleich zu einem Lock-in Verstärker hat dieses Prinzip ein wesentlich günstigeres Signal-Rausch-Verhältnis und besitzt, da die Umschaltfrequenz nicht ausgefiltert werden muß, eine erheblich höhere Meßdynamik.

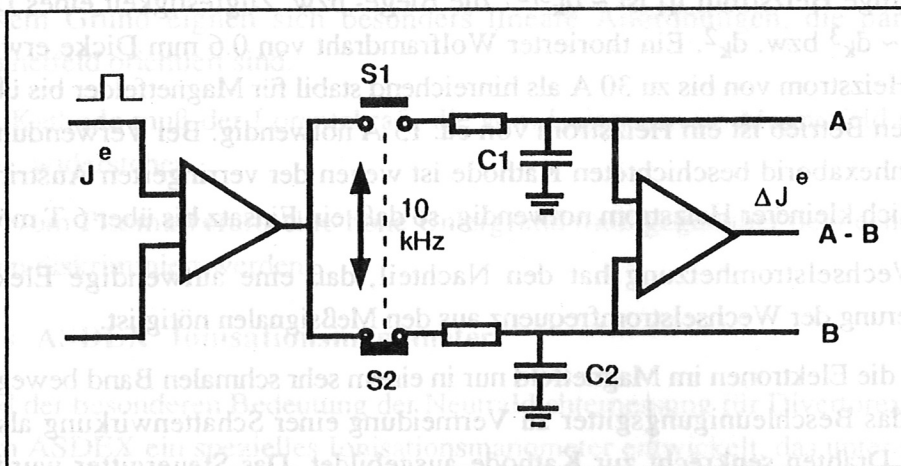


Abb 4.3: Phasenempfindlicher Differenzverstärker

Der Emissionsstrom J^e wird analog zum Ionenstrom mit einem phasenempfindlichen Differenzverstärker gemessen und seine Modulationsamplitude durch Rückkopplung konstant gehalten.

Abb. 4.4 zeigt ein Blockschaltbild der Elektronik des ASDEX-Ionisationsmanometers. Sie ist in zwei Einheiten aufgeteilt:

Versorgungsgerät

- Es liefert :
- den Heizstrom für die Kathode mit Stabilisierung der Modulationsamplitude des Emissionstroms
 - die DC-Potentiale für die Kathode (70 V) und das Beschleunigungsgitter(250 V)
 - das AC-Potential für das Steuergitter (25/105V)

Meß- und Steuerelektronik

- Sie umfaßt :
- je einen phasenempfindlichen Differenzverstärker zur Demodulation von Emissionsstrom J^e und Ionenstrom J^+
 - einen Pulsgenerator liefert die Rechtecksignale für die vier Steuerphasen der Verstärker und für die Zerhackerelektronik des Steuergitters
 - induktiv gekoppelter Trenn- und Vorverstärker für J^+

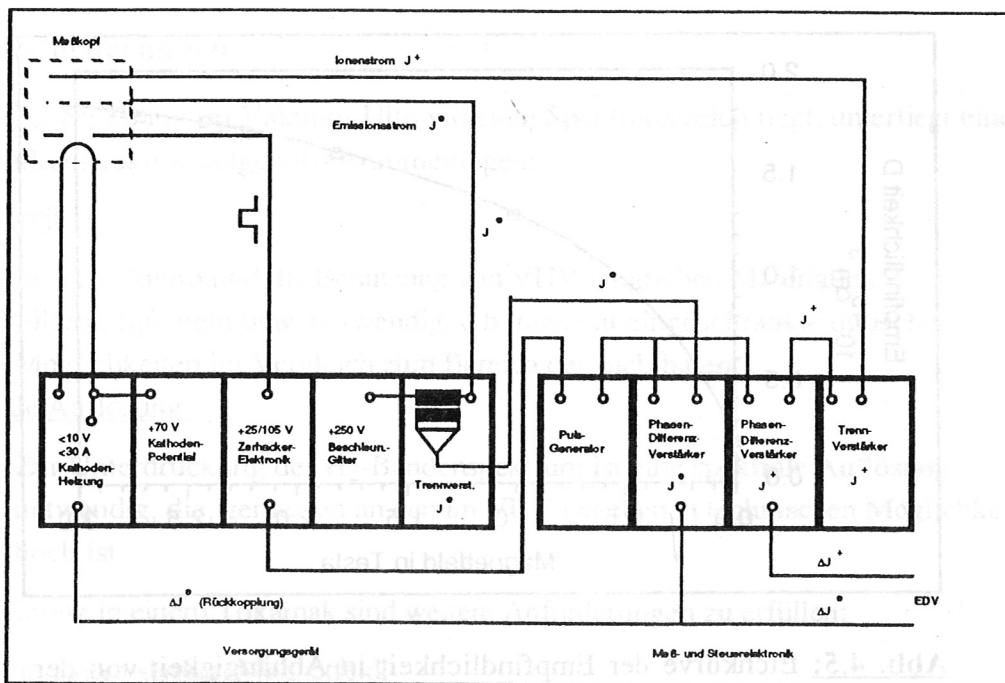


Abb. 4.4: Schaltbild der Elektronik des ASDEX-Ionisationsmanometer

Technische Daten:

Meßbereich:

- obere Grenze : $n_{\max} \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, entspricht einigen 10^{-2} mbar bei Raumtemperatur
- untere Grenze : $10^{-5} - 10^{-6}$ mbar, abhängig vom Plasmastöruntergrund

Magnetfeldbereich : 0 .. 6 Tesla (bisher getestet)

Röntgenuntergrund

entsprechend : $4 \cdot 10^{-8}$ mbar bei $B = 0$

$4 \cdot 10^{-9}$ mbar bei $B = 2.8$ T

Typische Werte: Emissionstrom $J^e = 50 \mu\text{A}$, Ionenstrom $J^+ = 0.5 \mu\text{A}$ (mit B-Feld)
bei einer Dichte von $n = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

Zeitauflösung : Die Zerhackerfrequenz beträgt typisch 10 kHz, und
die Zeitauflösung der Elektronik beträgt ca. 1 ms.

4.2.3. Eichung und Einsatz in Fusionsexperimenten

Die Empfindlichkeit nimmt mit zunehmender Feldstärke zu. Da im allgemeinen während der Meßzeit das Magnetfeld konstant ist, wird die Meßgenauigkeit dadurch nicht beeinträchtigt. Die Eichung muß im Magnetfeld erfolgen. Dazu wird ein konstanter Druck im Gefäß eingestellt und das Magnetfeld ohne Plasma bis auf den maximalen Wert hochgefahren. Die Empfindlichkeit bei Zwischenwerten wird während des Magnetfeldanstiegs und -abfalls gemessen. In Abb. 4.5 wird eine typische Eichkurve gezeigt.

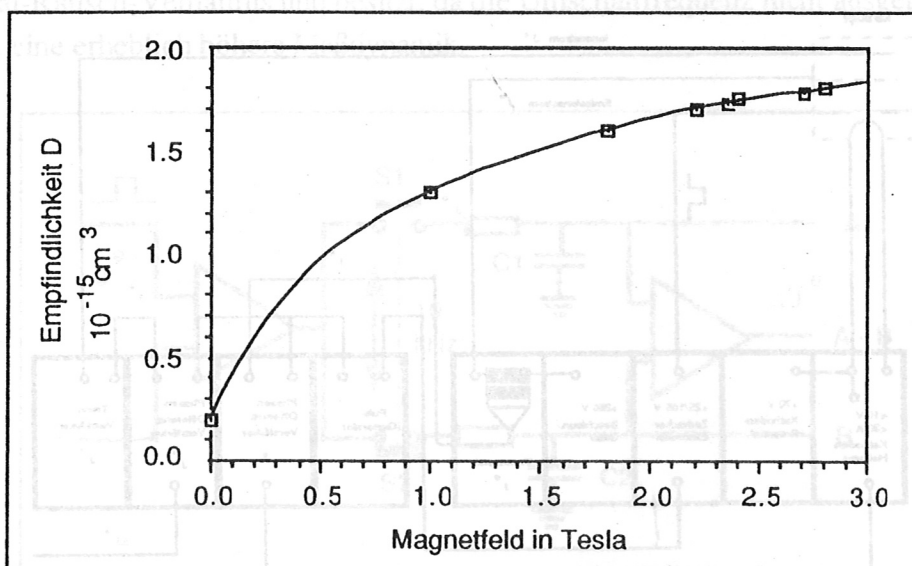


Abb. 4.5: Eichkurve der Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke.

Das ASDEX-Ionisationsmanometer wird bisher in den Fusionsexperimenten ASDEX, DIII-D, San Diego/Kalifornien, TEXT, Austin, Texas verwendet. Geplant ist sein Einsatz in den Experimenten ASDEX Upgrade, JET, Culham und Tore Supra , Cadarache.

5. Lyman-Alpha-Detektor

Da die Gesamtneutraldichte bereits zuverlässig mit dem ASDEX-Ionisationsmanometer gemessen werden kann, war es das Ziel dieser Arbeit, diese Diagnostik so zu erweitern, daß zusätzlich auch der Dissoziationsgrad bestimmt werden kann. Dazu soll, wie in Kap. 3.3 beschrieben wurde, die Messung der L_{α} -Strahlung herangezogen werden.

Der wesentliche Teil dieser Arbeit bestand in der Entwicklung eines L_{α} -Detektors, der in der Lage sein sollte, unter den für Fusionsexperimente typischen Bedingungen L_{α} -Strahlung an einem ASDEX-Ionisationsmanometer zu messen.

Die L_{α} -Linie wurde gewählt, weil

a) sie die größte Intensität liefert.

(Die Emission eines H_{α} -Photons ist um zwei Größenordnungen unwahrscheinlicher).

b) im Sichtbaren die Strahlung der Glühkathode stört.

Durch gleichzeitige Messung der L_{α} -Intensität Φ^* und des Ionenstroms I^+ läßt sich dann über das Verhältnis Φ^* / I^+ der Dissoziationsgrad D und damit die Partialdichten P_{H_1} und P_{H_2} des Neutralgases bestimmen (s. Kap. 3.3).

5.1. Anforderungen

Da die L_{α} -Strahlung im Vakuum-Ultravioletten Spektralbereich liegt, unterliegt eine L_{α} -Detektorkonstruktion folgenden Anforderungen:

VUV-Optik :

Es ist Vakuum und die Benutzung von VUV-tauglichen Materialien, Filtern, Spiegeln usw. notwendig, d.h. man hat eingeschränkte optische Möglichkeiten im Vergleich zum Bereich des Sichtbaren.

Spektrale Auflösung:

Zur Unterdrückung des H_2 -Bandenspektrum ist eine spektrale Auflösung notwendig, die, gemessen an den im VUV gegebenen technischen Möglichkeiten, hoch ist.

Beim Einsatz in einem Tokamak sind weitere Anforderungen zu erfüllen:

Einsatz in einem starken Magnetfeld:

Der Detektor muß bei einem starken Magnetfeld funktionsfähig sein (ASDEX : 2.8 Tesla).

Störungen durch Plasmanähe :

Es existiert ein starker Untergrund von γ - und Röntgenstrahlung.

Hohe Zeitauflösung:

Zur Beobachtung schneller Plasmaprozesse ist eine geringe Ansprechzeit bei hoher Verstärkung erforderlich. Es wird eine Zeitauflösung von einigen ns angestrebt.

Kompakter Aufbau

Die experimentellen Randbedingungen verlangen einen kompakten Aufbau der Diagnostik.

5.2. Optik im VUV

Der Spektralbereich der vakuum-ultravioletten Strahlung erstreckt sich von 200 - 0.2 nm, was einer Energieskala von 6 eV - 6 keV entspricht. Er läßt sich folgendermaßen einordnen²⁶:

Röntgen < 0.2 nm < VUV < 200 nm < UV < 400 nm < Sichtbar < 700 nm < IR

Damit umfaßt der VUV - Bereich 4 Größenordnungen und wird daher meist noch einmal unterteilt:

a) Schuman-Bereich: 100- 200 nm

b) Extrem UV (XUV)- Bereich: 0.2 - 100 nm

(umfaßt auch die weiche Röntgenstrahlung 0.2 - 30 nm)

5.2.1. Fenster und Filter

Die L_{α} -Linie liegt mit 121.56 nm im Schuman-Bereich, in dem nur wenige durchlässige Materialien zur Verfügung stehen. Die wichtigsten sind folgende Fluorit-Kristalle:

(λ_{\min} = Grenzwellenlänge, $T_{L_{\alpha}}$ = Transmission bei L_{α})

LiF: λ_{\min} = 104 nm, $T_{L_{\alpha}}$ (2mm Dicke): 65 %, stark hygroskopisch

MgF₂: λ_{\min} = 115 nm, $T_{L_{\alpha}}$ (2mm Dicke): 40 %, kaum hygroskopisch

CaF₂: λ_{\min} = 122 nm

SrF₂: λ_{\min} = 128 nm

BaF₂: λ_{\min} = 134 nm

Zum Vergleich:

Saphir: λ_{\min} = 141 nm

Als Fenstermaterial für die L_{α} -Linie sind also nur LiF- und MgF₂ brauchbar. Obwohl LiF die besseren Transmissionseigenschaften hat, wird heutzutage häufig MgF₂ eingesetzt, da es unempfindlicher gegenüber Feuchtigkeit und Röntgen-Strahlung ist. Abb. 5.1 zeigt das Transmissionsverhalten von MgF₂. Fluorite haben meist ein scharfes Transmissionslimit und können daher als Kantenfilter für kurzwelligeres Licht eingesetzt werden.

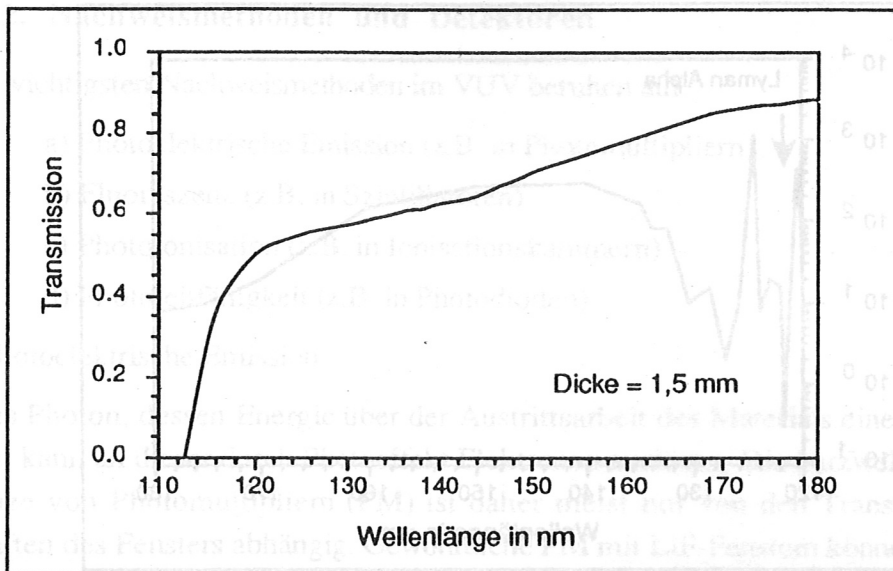


Abb. 5.1: Transmissionskurve eines MgF_2 -Fensters (1.5 mm dick)

Gasfilter

Edelgase sind durchlässig für Strahlung, deren Photonen-Energie unterhalb der Ionisationsgrenze liegt, darüber absorbieren sie stark. Daher können sie oft als Kantenfilter zu kürzeren Wellenlängen hin eingesetzt werden.

Das Absorptionsspektrum mehratomiger Gase ist komplex und weist häufig schmale Fenster auf, bei denen die Transmission um Größenordnungen höher liegen kann, als in benachbarten Bereichen. Dieser Effekt kann ausgenutzt werden, um Spektral-Linien, die zufällig in solch ein Fenster fallen, effektiv auszufiltern.

Im Falle der L_α -Linie erweist sich molekularer Sauerstoff als geradezu ideales Filter, da er bei 121,6 nm ein ca. 1 nm breites Fenster besitzt, in dem die Transmission um 1-3 Größenordnungen höher liegt als daneben (s. Abb. 5.2). Der Absorptionskoeffizient k von O_2 bei 121,6 nm beträgt $0,28 \text{ cm}^{-1}$ bei Normaldruck²⁷. Erst oberhalb von 190 nm erreicht die Absorption vergleichbare niedrige Werte. Bei kürzeren Wellenlängen liegen noch weitere Fenster, wovon jedoch die meisten unterhalb des Transmissionslimit eines MgF_2 -Fenster ($\lambda_{\text{min}} = 115 \text{ nm}$) liegen. Daher erhält man bei der Kombination eines O_2 -Filters mit einem MgF_2 -Fenster ein hervorragendes L_α -Filter mit einer spektralen Auflösung von 1 nm und einer max. Transmission von ca. 50%. Die spektralen Eigenschaften dieser Filterkombination sind in Abb. 5.10 und 5.11 anhand von zwei VUV-Spektren zu sehen.

Interferenzfilter:

Für den VUV-Bereich existieren keine schmalbandigen Interferenzfilter. Allerdings ist es möglich mit der Kombination aus MgF_2 - und Aluminiumschichten, die im Wechsel aufgedampft werden, breitbandige VUV-Interferenzfilter herzustellen.

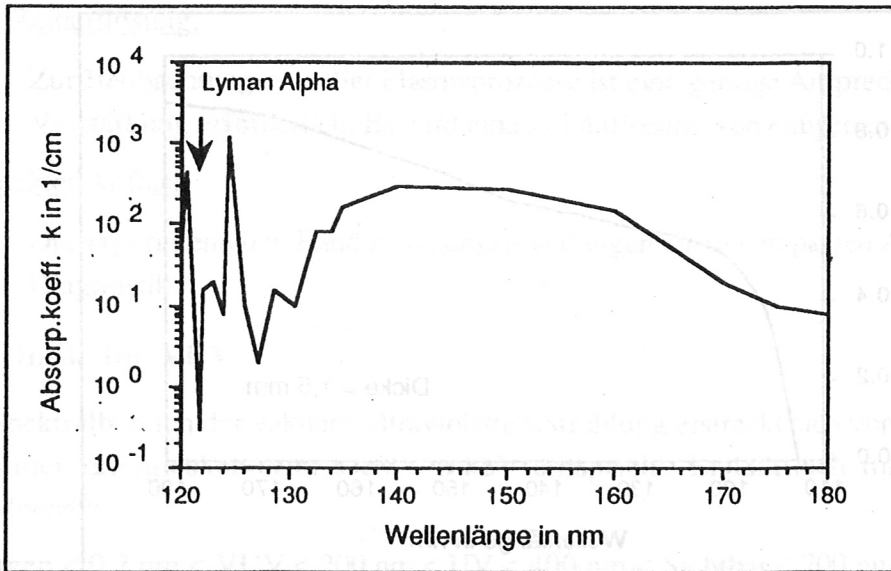


Abb. 5.2: Absorptionsspektrum von O_2 bei Normaldruck gemessen.

Die typischen Halbwertsbreiten eines Interferenzfilters liegen zwischen 10 und 50 nm bei einer maximalen Transmission von 10 - 25 %. In Abb. 5.3 wird das Transmissionsspektrum eines L_α -Interferenzfilters gezeigt.

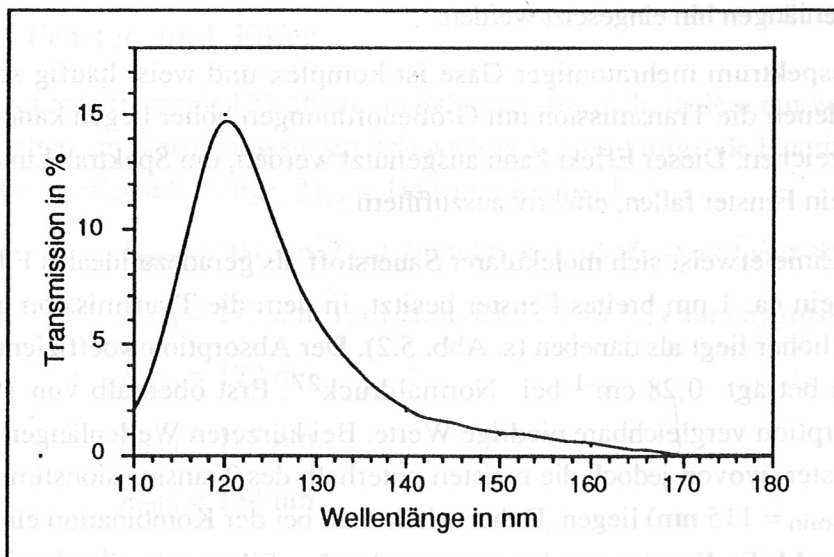


Abb. 5.3: Transmissionsspektrum eines L_α -Interferenzfilters.

5.2.2. Nachweismethoden und Detektoren

Die wichtigsten Nachweismethoden im VUV beruhen auf:

- a) Photoelektrische Emission (z.B. in Photomultipliern)
- b) Fluoreszenz (z.B. in Szintillatoren)
- c) Photoionisation (z.B. in Ionisationskammern)
- d) Photoleitfähigkeit (z.B. in Photodioden)

a) Photoelektrische Emission

Jedes Photon, dessen Energie über der Austrittsarbeit des Materials einer Photokathode liegt, kann an dieser durch Photoeffekt Elektronen auslösen. Die kurzwellige Nachweisgrenze von Photomultipliern (PM) ist daher meist nur von den Transmissionseigenschaften des Fensters abhängig. Gewöhnliche PM mit LiF-Fenstern können ohne weiteres VUV-Licht bis 105 nm nachweisen. Zur Vermeidung eines Streuuntergrundes bei der Untersuchung von VUV-Strahlung ist es oft unerwünscht, daß der PM im Sichtbaren empfindlich ist. Durch Verwendung von Photokathoden mit höherer Austrittsarbeit wird der PM unempfindlich für sichtbares Licht und sein Dunkelstrom stark reduziert. PM mit solchen Kathoden, meist CsI oder CsTe, werden mit LiF- oder MgF_2 -Fenstern, als sog. "solar blind"-VUV-Photomultiplier kommerziell angeboten. Ihr Dunkelstrom beträgt typisch 10^{-11} A bei einer Verstärkung von 10^7 . Die Quanteneffizienz (QE) liegt zwischen 10 - 20 % in einem nutzbaren Spektralbereich von 110 - 240 nm. Für den Bereich von 100 - 200 nm haben die Alkalihalide CsI und CuI die höchste QE von ca. 20 - 40%²⁸.

Channeltrons und Multichannelplates (MCP), die ebenfalls mit dem Prinzip der Sekundärelektronenvervielfachung arbeiten, können mit ähnlicher Effizienz wie PM im VUV-Bereich eingesetzt werden. Meist sind sie zu kürzeren Wellenlängen hin noch besser, da sie ein spezielles Bleiglas für die Kanäle verwenden. Durch Beschichtung eines MCP mit einer CsI- oder CuI-Schicht kann die QE bei L_α von ca. 1-5% auf ca. 30-40 % gesteigert werden (s. Abb. 5.11).

b) Fluoreszenz

Die Methode VUV-Licht oder andere energetische Strahlung durch fluoreszierende Materialien, sog. Szintillatoren, in sichtbares Licht umzuwandeln, und diese durch geeignete Detektoren z.B. Photomultiplier zu messen, wurde zum ersten Mal beim Nachweis von γ -Strahlen und Kernteilchen eingesetzt. Inzwischen wurde eine Reihe von Phosphor-Szintillatoren entdeckt, die auch zum Nachweis von VUV-Licht geeignet sind. Das am häufigsten benutzte Material ist Natrium-Salicylat ($C_7H_5NaO_3$), das eine hohe, und im Bereich von 40 - 300 nm nahezu konstante (± 20 %) QE besitzt. Das Maximum des Fluoreszenzlichtes liegt bei 420 nm, bei dem viele Photomultiplier ihre höchste Empfindlichkeit besitzen. Die Abklingzeit des Fluoreszenzlichtes liegt bei ca. 10 ns. Die absolute Quanteneffizienz liegt bei ca. 65 %, und kann mit zunehmendem Alter des Szintillators um 10 - 20 % abnehmen kann.

Ein anderer Szintillator, der auch in kommerziellen Plastiksintillatoren (Ne 102, Pilot B²⁹) verwendet wird, ist p-Terphenyl (C₁₈H₁₄). Sein Emissionsmaximum liegt bei 375 nm und seine QE für L_α-Licht beträgt ca. 80 %³⁰. Ein relativ neuer Szintillator ist Tetraphenyl-Butadien (TPB), dessen QE nahezu 100% beträgt und dessen Emissionsspektrum zwischen 400 und 500 nm liegt³¹. Abb. 5.4 zeigt die Emissionsspektren von Na-Salicylat und p-Terphenyl, die beide für die Detektoranordnung 1 eingesetzt wurden.

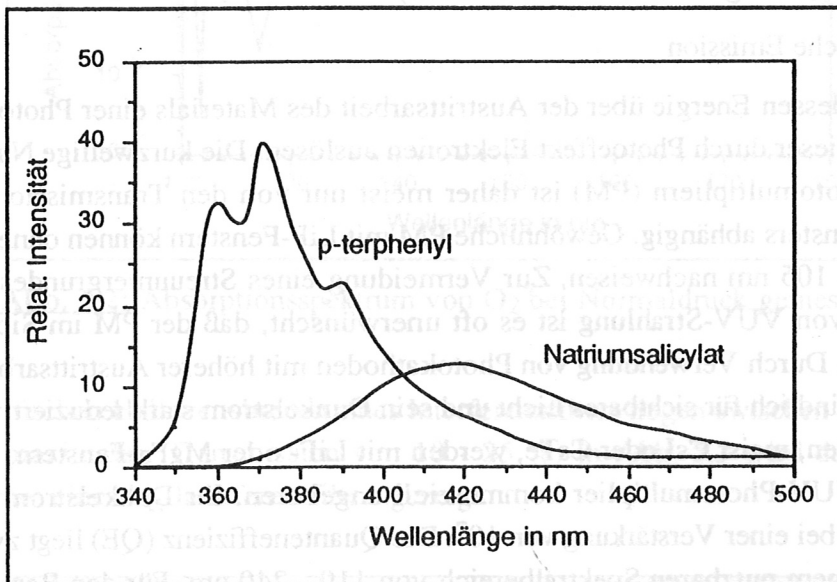


Abb 5.4: Fluoreszenzspektren von Natriumsalicylat und p-Terphenyl.

Zwei weitere Nachweismethoden werden in Anhang C kurz behandelt.

5.2.3. Abschätzung der L_α-Photonenrate

Die Anzahl der L_α-Photonen, die in einem ASDEX-Ionisationsmanometer erzeugt werden, läßt sich durch die Annahme, daß der Anregungsquerschnitt σ^* in etwa dem Ionisationsquerschnitt σ^+ entspricht, abschätzen.

Dann ergibt sich für einen typischen Emissionsstrom von 0.05 mA und den im Divertor typischen Wasserstoffdrücken von 10⁻⁴ - 10⁻² mbar ein Ionenfluß von ca. 10¹¹ - 10¹³ s⁻¹ und damit eine entsprechende L_α-Photonenrate. Aufgrund des beschränkten Raumwinkels und der Transmissionsverluste können maximal 10⁸ - 10¹⁰ Photonen pro Sekunde nachgewiesen werden. Eine Verstärkung von ca. 10⁸ ist notwendig, um einen ausreichenden Signalpegel zu erhalten.

5.3. Detektorkonstruktionen

Da die erwartete L_α-Intensität sehr gering ist, ist es notwendig den Detektor möglichst nahe an der L_α-Quelle, d.h. am ASDEX-Ionisationsmanometer zu montieren. Wegen der experimentellen Rahmenbedingungen im ASDEX erfordert dies einen kompakten Aufbau, die Funktionsfähigkeit im Magnetfeld und eine geringe Empfindlichkeit für Störstrahlung.

Das Nachweissystem besteht aus zwei Teilen: einer Filterkombination und einem Detektor.

5.3.1.: Sauerstofffilter

Wegen seiner idealen Filtereigenschaften wurde für beide Detektorversionen ein Sauerstofffilter verwendet. Es wurde in Form einer zylindrischen Zelle mit einer Dicke von 2 cm und einem eff. Durchmesser von 20 mm gefertigt. Wegen des hohen Druckunterschiedes waren MgF_2 -Fenster mit 2 mm Dicke notwendig. Der Sauerstoff kann durch ein 3 mm dickes Röhrchen zugeführt, bzw. wieder abgepumpt werden. Bei Detektor 1 wurde das erste Fenster durch ein L_α -Interferenzfilter von 2 mm Dicke ersetzt (s. Kap 5.3.3.).

Die Abhängigkeit der Transmission des Sauerstofffilters vom Sauerstoffdruck wurde mit einem McPherson 1 m VUV-Monochromator Typ 225 und einem Solar-Blind-Photomultiplier EMR 541 G bestimmt. Abb.5.5 zeigt das gesamte Spektrum der VUV-Strahlung aus dem Ionisationsmanometer zwischen 110 und 180 nm mit leerem Sauerstofffilter, Abb.5.6 mit 500 mbar Sauerstoff in der Zelle.

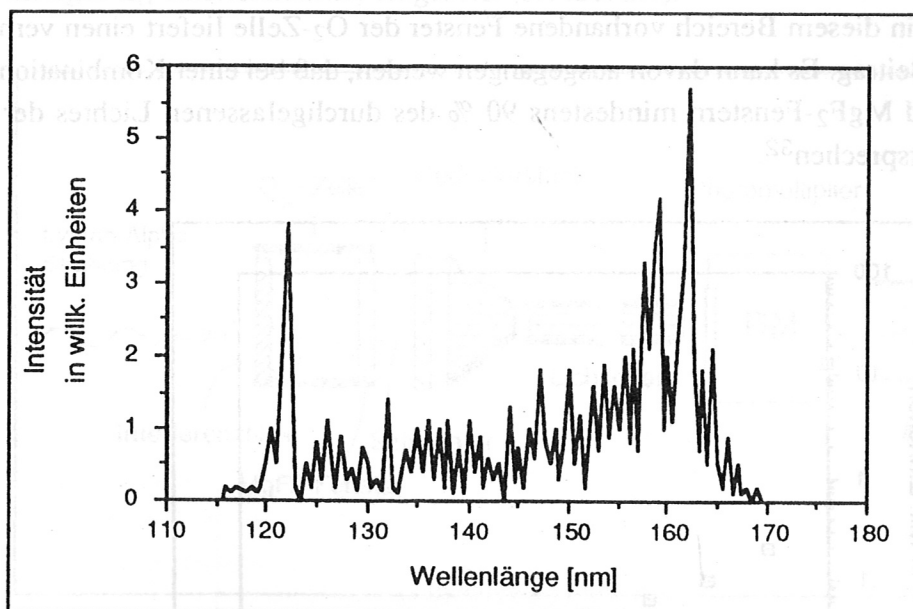


Abb. 5.5.: H_2 -Spektrum mit Sauerstoff-Filter (ausgepumpt).

Es zeigt sich, daß bei einem Sauerstoffdruck von 500 mbar das H_2 -Bandenspektrum nahezu vollständig unterdrückt wird, während das L_α -Signal lediglich um 45% zurückgeht. Das Gesamtsignal im VUV-Bereich wird dabei um den Faktor 300 reduziert (s. Abb. 5.7).

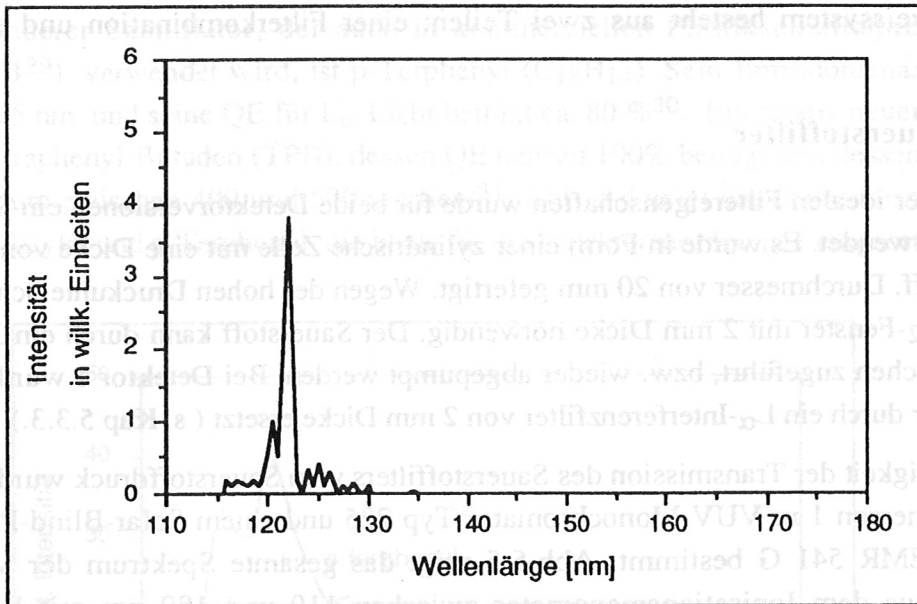


Abb. 5.6.: H₂-Spektrum mit Sauerstoff-Filter (500 mbar O₂).

Auch zeigte sich, daß im Bereich zwischen 115 und 120 nm keine wesentliche Strahlung auftritt. Das in diesem Bereich vorhandene Fenster der O₂-Zelle liefert einen vernachlässigbaren Beitrag. Es kann davon ausgegangen werden, daß bei einer Kombination von O₂-Zelle und MgF₂-Fenster mindestens 90 % des durchgelassenen Lichtes der L_α-Strahlung entsprechen³².

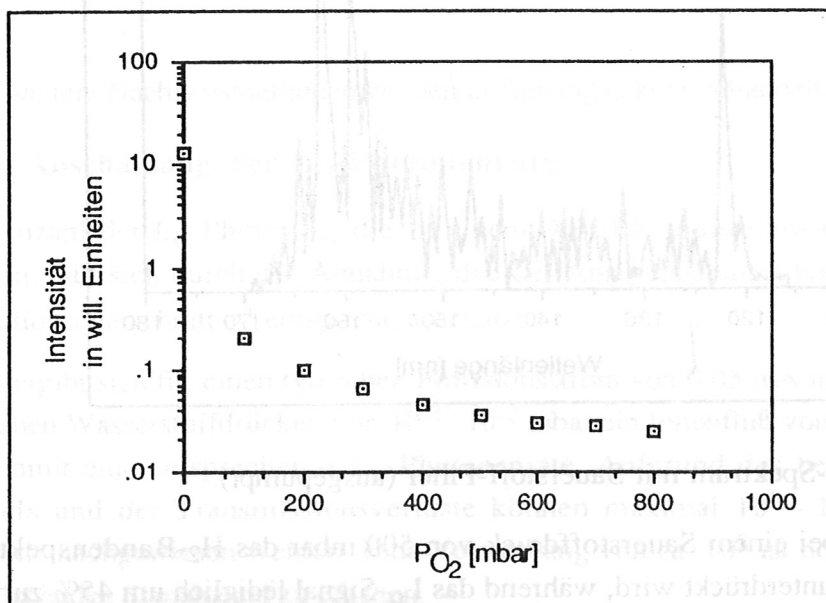


Abb. 5.7: Abhängigkeit der Gesamt-VUV-Strahlung vom O₂-Druck

Man erkennt, daß ab 500 mbar der Rückgang in der vom Absorptionsgesetz erwarteten Weise erfolgt, ein weiteres Zeichen dafür, daß nur noch L_α-Strahlung durchgelassen wird.

5.3.2. Detektor 1: Szintillator mit Lichtleiter und Photomultiplier

Das Prinzip des ersten Detektors beruht auf der Möglichkeit VUV-Licht durch Szintillation in sichtbares Licht umzuwandeln, das dann mittels Glasfaserlichtleitern aus dem ASDEX herausgeführt werden und in genügendem Abstand mit Photomultipliern nachgewiesen werden kann.

Da Szintillator und Lichtleitern unbeeinflusst vom Magnetfeld sind, kann man so die Strahlung ohne Probleme vom Fusionsexperiment weggleiten und mit gängigen optischen Methoden und Detektoren messen. Die zusätzlichen Verluste im Lichtleiter können durch die Verwendung hochempfindlicher Photomultiplier wieder ausgeglichen werden.

Eine wichtige Voraussetzung dafür ist, daß jegliches längerwelliges Störlicht vor Erreichen des Szintillators ausgefiltert wird. Zum einen muß UV-Licht, das vom Sauerstofffilter durchgelassen wird und den Szintillator ebenfalls zu Fluoreszenz anregt, ausgefiltert werden. Zum anderen muß sichtbares Licht im Bereich der Fluoreszenzstrahlung vermieden werden, da dieses natürlich nicht diskriminiert werden kann.

Mangels eines geeigneten Kantenfilters, der oberhalb von 180 nm absorbiert, wurde ein breitbandiges L_{α} -Interferenzfilter eingesetzt (s. Abb. 5.3).

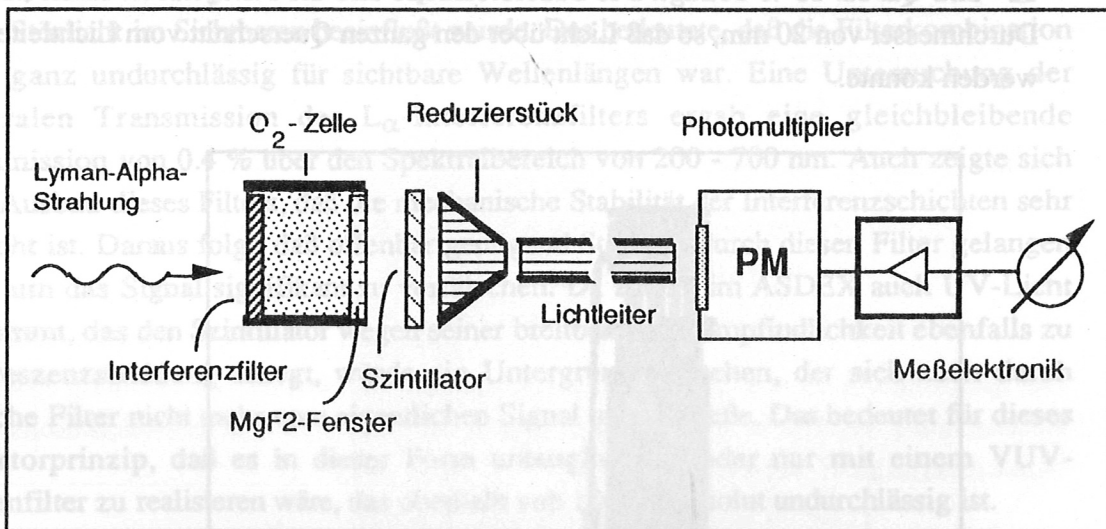


Abb. 5.8: Schematische Darstellung des Szintillator-Detektors

Das Funktionsprinzip ist schematisch in Abb. 5.8 dargestellt. Die Filterkombination aus L_{α} -Interferenzfilter, Sauerstoffzelle und MgF₂-Fenster filtert alle Wellenlängen außer L_{α} aus, wobei das MgF₂-Fenster alle Strahlung unterhalb von 115 nm absorbiert und das Interferenzfilter alle über 160 nm. Die L_{α} -Strahlung gelangt auf den Szintillator und wird dort in Fluoreszenzlicht im Bereich von 420 nm umgewandelt. Dieses Fluoreszenzlicht wird dann über ein Reduzierstück konzentriert und mit einem Lichtleiter von mehreren Metern Länge zu einem PM geleitet, in dem das Fluoreszenzlicht gemessen wird. Da

dadurch ein genügend großer Abstand zum ASDEX möglich wird, können sowohl ein empfindlicher PM als auch eine aufwendigere Elektronik verwendet werden, die die zusätzlichen Verluste im Lichtleiter wieder ausgleichen.

Als Szintillatoren wurden Natrium-Salicylat und p-Terphenyl vorgesehen, die QE von 60 bzw. 80% besitzen. Das L_{α} -Interferenzfilter hat eine Halbwertsbreite von 50 nm und eine maximale Transmission von 25%. Die Verluste im Reduzierstück liegen bei ca. 50%. Der Lichtleiter besitzt bei 420nm und einer Länge von 2 m eine Transmission von ca. 40%. Dadurch ergeben sich gegenüber Detektor 2 (s. Kap. 5.3.3) zusätzliche Verluste von einem Faktor 50. Inzwischen sind PM mit Bialkali-Kathoden verfügbar, die bei 420 nm eine Verstärkung von 10^7 und eine QE von ca. 25% besitzen.

Konstruktion des Detektors

Abb 5.10 zeigt die wesentlichen Komponenten des Detektors 1, während Abb. 5.9 den auf einem CF-Flansch montierten Detektor zeigt. Beim Testaufbau wurde anstelle des Reduzierstücks ein Lichtleiter von 15 cm Länge und 2 cm Durchmesser verwendet, der bündig an ein Vakuumfenster aus Quarzglas anschloß, durch das das Licht direkt in einen dahinter sitzenden PM trat. Es wurde ein Hamamatsu 955 verwendet, dessen Verstärkung 10^7 und QE ca. 15% beträgt. Die Sauerstoffzelle und die Filter haben einen nutzbaren Durchmesser von 20 mm, so daß Licht über den ganzen Querschnitt vom Lichtleiter erfaßt werden konnte.

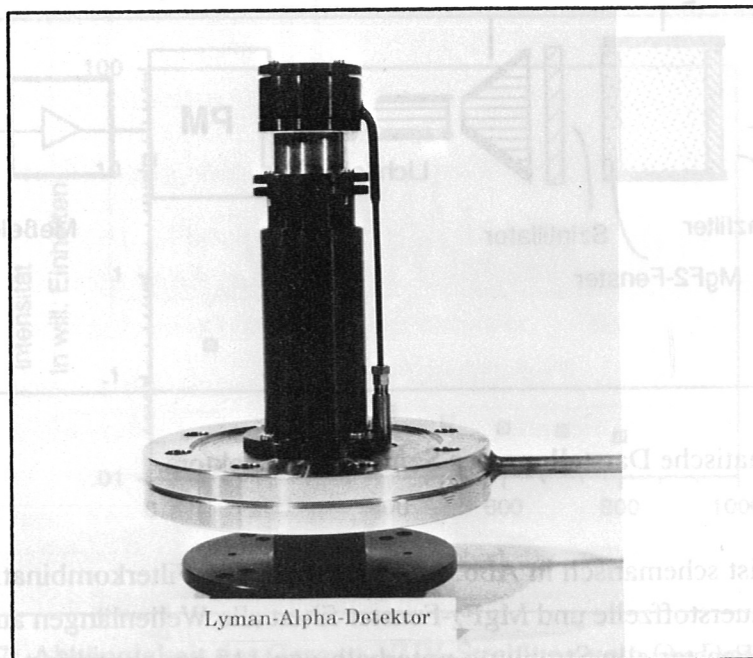


Abb. 5.9.: Detektor 1 auf einem CF-Flansch montiert

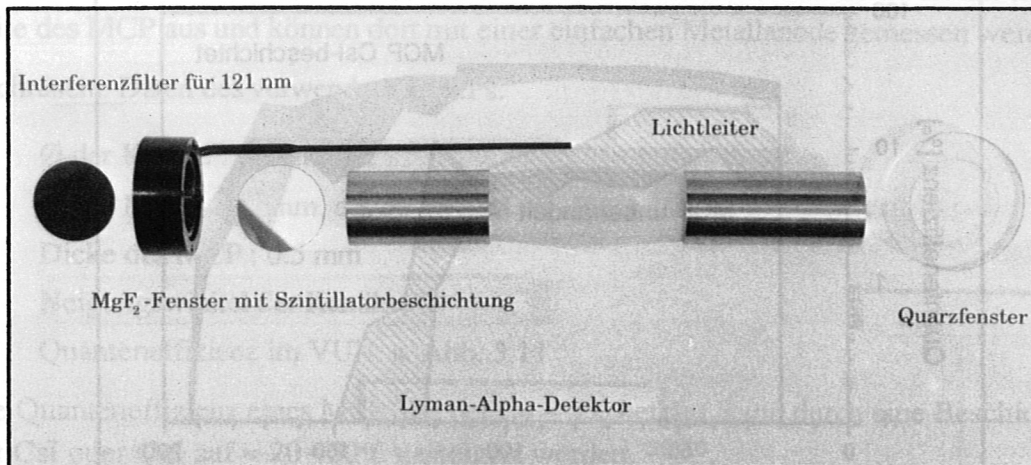


Abb. 5.10.: Komponenten des Detektors 1

Ergebnisse

Obwohl die Messungen eine Abhängigkeit des L_{α} -Signals von der Wasserstoffdichte zeigten, waren die Ergebnisse nicht reproduzierbar. Es stellte sich heraus, daß das Signal durch Störlicht im Sichtbaren beeinflusst wurde. Das bedeutete, daß die Filterkombination nicht ganz undurchlässig für sichtbare Wellenlängen war. Eine Untersuchung der spektralen Transmission des L_{α} -Interferenzfilters ergab eine gleichbleibende Transmission von 0.4 % über den Spektralbereich von 200 - 700 nm. Auch zeigte sich nach Ausbau dieses Filters, daß die mechanische Stabilität der Interferenzschichten sehr schlecht ist. Daraus folgt, daß offenbar genügend Störlicht durch diesen Filter gelangen kann, um das Signal signifikant zu verfälschen. Da zudem im ASDEX auch UV-Licht vorkommt, das den Szintillator wegen seiner breitbandigen Empfindlichkeit ebenfalls zu Fluoreszenzstrahlung anregt, würde ein Untergrund entstehen, der sich auch durch optische Filter nicht mehr vom eigentlichen Signal trennen ließe. Das bedeutet für dieses Detektorprinzip, daß es in dieser Form untauglich ist, oder nur mit einem VUV-Kantenfilter zu realisieren wäre, das oberhalb von 180 nm absolut undurchlässig ist.

5.3.3.: Detektor 2: Multichannelplate

Für Detektor 2 wurde ein Multichannelplate (MCP) zum Nachweis der L_{α} -Strahlung eingesetzt. Ein MCP arbeitet ähnlich wie ein Photomultiplier mit einer (Photo-)kathode und Sekundärelektronenvervielfachung, hat aber gegenüber diesen den Vorteil, wegen seines linearen Aufbaus, kaum durch axiale Magnetfelder beeinflusst zu werden^{33,34}. Die spektrale Empfindlichkeit ist in Abb. 5.11 dargestellt. Dadurch daß oberhalb von 190 nm praktisch keine Strahlung mehr nachgewiesen wird, ergänzt ein MCP als Kantenfilter den Sauerstofffilter, der die VUV-Strahlung bis 190 nm absorbiert. Dies garantiert, daß mit dieser Kombination keine Strahlung oberhalb von 121 nm (L_{α}) detektiert wird.

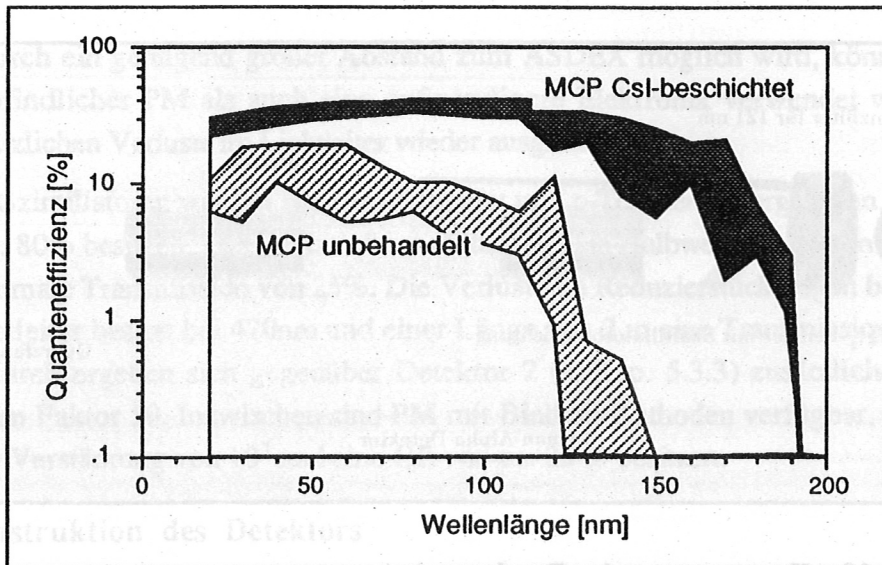


Abb. 5.11.: Empfindlichkeit eines MCP im VUV-Bereich.

Weitere Vorzüge eines MCP sind:

- + hohe innere Verstärkung von $10^4 - 10^7$
- + gutes Zeitverhalten (Totzeit $< 10^{-7}$ s bei gleichmäßiger Ausleuchtung)
- + sehr niedriger Dunkelstrom (1 Impuls / sec)
- + kompakte Ausmaße

Nachteile sind:

- benötigt ein Vakuum $< 10^{-5}$ mbar zur Vermeidung des ion feedback
- die QE ohne Beschichtung ist für $L_{\alpha} \approx 1 - 5\%$
- die QE für Röntgenstrahlung liegt bei 1%

Der mögliche Untergrund durch Röntgenstrahlung kann aber bei Verwendung einer CuI-Beschichtung verringert und mit einer Elektronik wie beim ASDEX-Ionisationsmanometer diskriminiert werden (s. Kap. 4).

Funktionsprinzip und technische Daten

Ein MCP besteht aus ca. $10^5 - 10^7$ Miniatur-Elektron-Multiplier-Kanälen mit einem Durchmesser zwischen 10 und 50 μm , die parallel zu einer Matrix von ca. 1 - 10 cm Durchmesser und 0.5 - 1 mm Dicke angeordnet sind. Die Kanäle sind meist um einige Grad gegenüber der Eintrittsfläche geneigt und bestehen aus einem Bleiglas, das eine besonders hohe Effizienz für Sekundärelektronenemission besitzt. Ein an der Eintrittsfläche durch Photoeffekt erzeugtes Elektron, wird durch eine zwischen den Stirnflächen angelegte Spannung ($\approx 1-3$ kV) beschleunigt und löst in einem Kanal eine Sekundär-

elektronenlawine von bis zu 10^6 Elektronen aus. Diese Elektronen treten an der anderen Seite des MCP aus und können dort mit einer einfachen Metallanode gemessen werden.

Technische Daten des verwendeten MCPs:

Ø der Kanäle : 12 µm

Ø des MCPs : 25 mm, davon 18 mm eff. Fläche

Dicke des MCP : 0.5 mm

Neigungswinkel der Kanäle : 8°

Quanteneffizienz im VUV: s. Abb. 5.11

Die Quanteneffizienz eines MCP, die bei $L_{\alpha} \approx 5\%$ beträgt, kann durch eine Beschichtung mit CsI oder CuI auf $\approx 20 - 30\%$ gesteigert werden. ^{35,36}.

Aufbau des Detektors

Der schematische Aufbau des MCP-Detektors wird in Abb. 5.12. gezeigt. Der Abstand zwischen O_2 -Zelle und MCP beträgt 10 mm. Obwohl eine Chevron-Konstruktion aus zwei MCPs vorgesehen war, konnte aus Platzgründen vorerst nur ein Channelplate (ohne Beschichtung) verwendet werden. Die Anode besteht aus Aluminium und der an ihr gemessene Strom wird über einen Elektrometer-Verstärker analog ausgelesen. Zwischen den Stirnflächen des MCPs wird eine Spannung von 1 kV angelegt, die von einer stabilisierten Hochspannungsversorgung bereitgestellt werden.

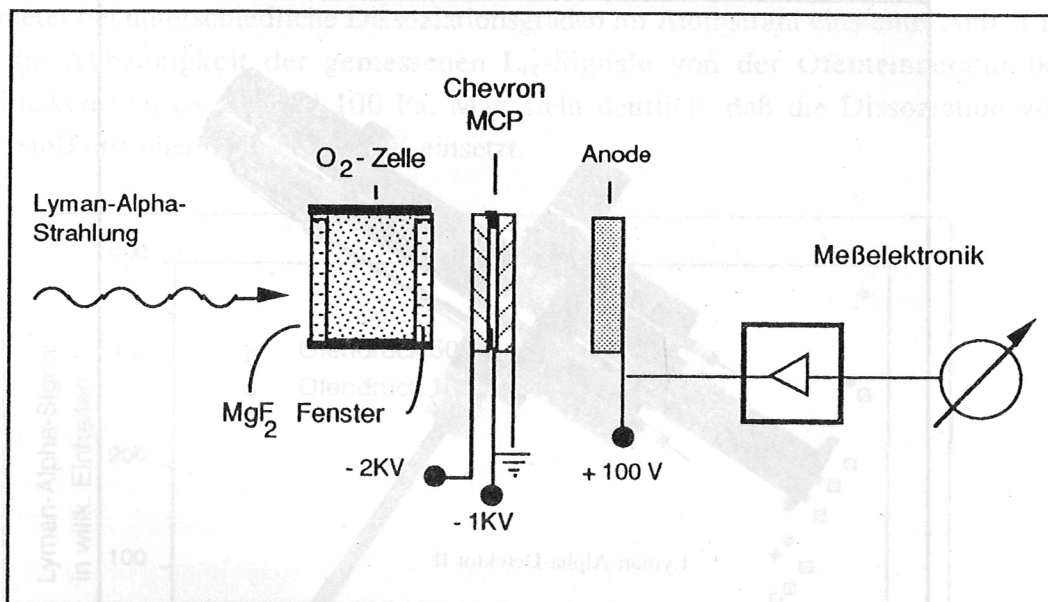


Abb. 5.12.: Schematische Darstellung des MCP-Detektors

In Abb. 5.13 wird ein Foto der einzelnen Komponenten des MCP-Detektors gezeigt. Das Multichannelplate liegt zwischen zwei Kupferringen, an denen die Hochspannung ange-

legt ist. Die Anode hat einen Abstand von 1 mm zum MCP. Das ganze ist in einem Vespelgehäuse untergebracht.

Abb. 5.14 zeigt ein Foto des zusammengebauten Detektors auf einem CF-Flansch. Man erkennt den zusätzlichen Kleinflansch über den das Detektorgehäuse mit einer zweiten Turbopumpe verbunden wird, um das notwendige Betriebs-Vakuum von 10^{-5} mbar zu erzeugen.

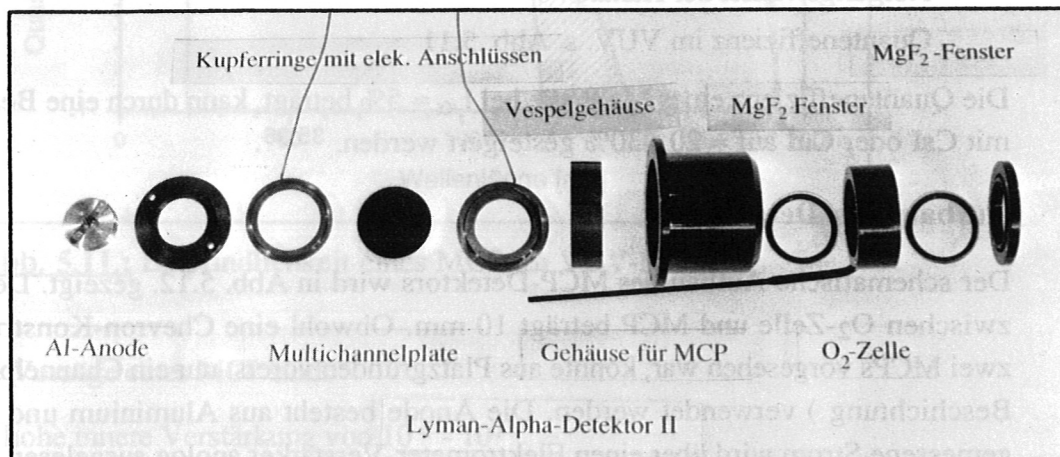


Abb. 5.13: Die einzelnen Komponenten des MCP-Detektors

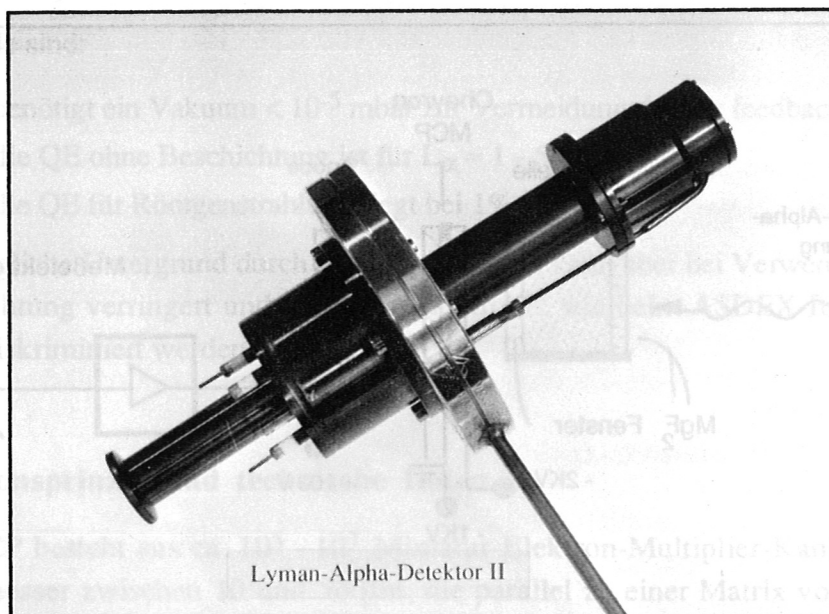


Abb. 5.14: Der auf einen CF-Flansch montierte MCP-Detektor

Messungen mit Detektor 2

Die Linearität des Detektors wurde mit leerem Sauerstofffilter, d.h. ohne Filterwirkung geprüft. Das gesamte VUV-Licht im Bereich von 115 - 140 nm trug so zum Meßsignal

bei. Wie in Abb. 5.15 gezeigt, ist das Signal linear vom Gesamtdruck abhängig. Das bedeutet das keine zusätzliche Effekte außer den in Kapitel 3 berücksichtigten das Verhalten des VUV-Signals beeinflussen.

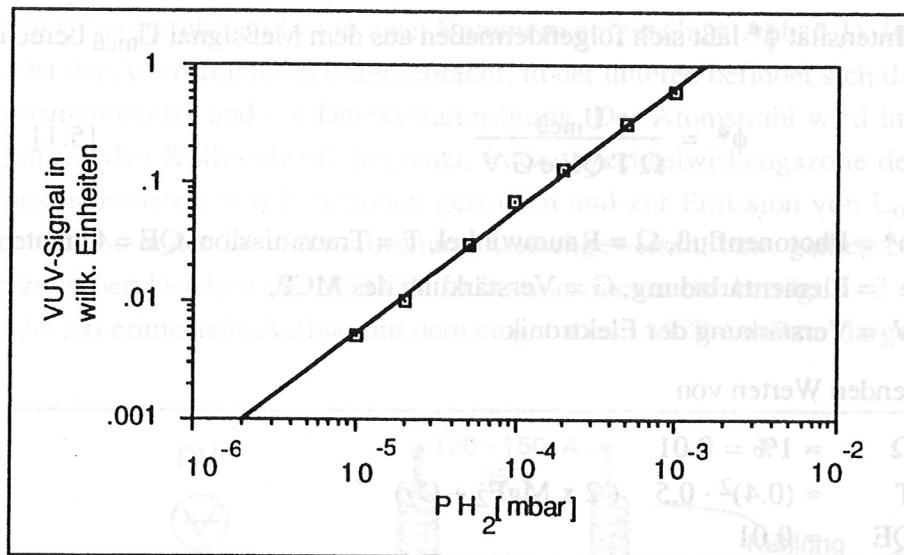


Abb 5.15: Abhängigkeit des ungefilterten VUV-Signals vom Wasserstoff-Gesamtdruck

Bei den folgenden Meßreihen wurden Druck und Temperatur im Atomstrahlofen (s. Anhang B) so variiert, daß sich ein konstanter Ionenstrom des ASDEX-Ionisationsmanometer bei unterschiedliche Dissoziationsgraden im Atomstrahl einstellte. Abb. 5.16 zeigt die Abhängigkeit der gemessenen L_{α} -Signale von der Ofentemperatur bei Ofendrücken von ca. 50 und 100 Pa. Man sieht deutlich, daß die Dissoziation von Wasserstoff erst oberhalb von 2000 K einsetzt.

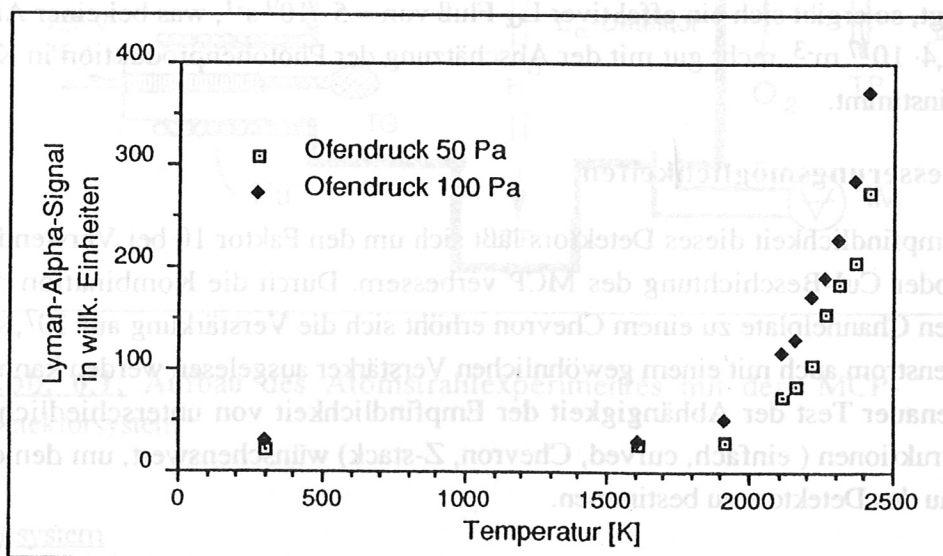


Abb 5.16: Gemessenes L_{α} -Signal in Abhängigkeit von der Temperatur und Druck im Atomstrahlofen.

In Kap. 6 werden die Ergebnisse dieser Messungen mit Berücksichtigung von Korrekturen genauer ausgeführt.

Abschätzung des Photonenstromes

Das L_{α} -Intensität ϕ^* läßt sich folgendermaßen aus dem Meßsignal $U_{\text{meß}}$ berechnen:

$$\phi^* = \frac{U_{\text{meß}}}{\Omega \cdot T \cdot \text{QE} \cdot e \cdot G \cdot V} \quad [5.1]$$

ϕ^* = Photonenfluß, Ω = Raumwinkel, T = Transmission, QE = Quanteneffizienz
 e = Elementarladung, G = Verstärkung des MCP,
 V = Verstärkung der Elektronik

Mit folgenden Werten von

$$\begin{aligned} \Omega &\approx 1\% = 0.01 \\ T &\approx (0.4)^2 \cdot 0.5 \quad (2 \times \text{MgF}_2 + \text{O}_2) \\ \text{QE} &\approx 0.01 \\ e &= 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \\ G &= 10^4 \\ V &= 10^{10} \text{ V/A} \end{aligned}$$

erhält man die Formel:

$$\Phi^* = 7.8 \times 10^9 \text{ U[V] s}^{-1} \quad [5.2]$$

Damit ergibt sich bei einer gemessenen Spannung von 300 mV ein Photonenfluß von ungefähr $2,5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$. Berücksichtigt man, daß der Elektronenfluß im Ionisationsmanometer rechteckig moduliert ist und nur während der Hälfte der Zeit zur Anregung beiträgt, so ergibt sich ein effektiver L_{α} -Fluß von $\approx 5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, was bei einer Atomdichte von $1,4 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ recht gut mit der Abschätzung der Photonenproduktion in Kap. 5.2.3. übereinstimmt.

Verbesserungsmöglichkeiten

Die Empfindlichkeit dieses Detektors läßt sich um den Faktor 10 bei Verwendung einer CsI- oder CuI-Beschichtung des MCP verbessern. Durch die Kombination mit einem zweiten Channelplate zu einem Chevron erhöht sich die Verstärkung auf 10^7 , so daß der Anodenstrom auch mit einem gewöhnlichen Verstärker ausgelesen werden kann. Auch ist ein genauer Test der Abhängigkeit der Empfindlichkeit von unterschiedlichen MCP-Konstruktionen (einfach, curved, Chevron, Z-stack) wünschenswert, um den optimalen Aufbau des Detektors zu bestimmen.

6. Experimenteller Aufbau und Ergebnisse

6.1. Experimenteller Aufbau

Das Experiment zur Überprüfung der Detektorstrukturen wurde als Atomstrahlröhre (s. Anhang B) ausgeführt und ist in zwei Kammern aufgeteilt (s. Abb. 6.1). In der oberen Kammer ist der Atomstrahlröhre untergebracht, in der unteren befindet sich das ASDEX-Ionisationsmanometer und die Detektoranordnung. Der Atomstrahl wird im Ofen WR erzeugt, durch den Kollimator K begrenzt, in der Wechselwirkungszone des ASDEX-Ionisationsmanometers von Elektronen getroffen und zur Emission von L_{α} -Strahlung angeregt, welche in der Detektoranordnung D nachgewiesen, bzw. gemessen wird. Der Abstand zwischen Detektor und ASDEX-Ionisationsmanometer beträgt 2 - 3 cm. In Abb. 6.1 wird der experimentelle Aufbau mit dem eingebautem MCP-Detektor dargestellt.

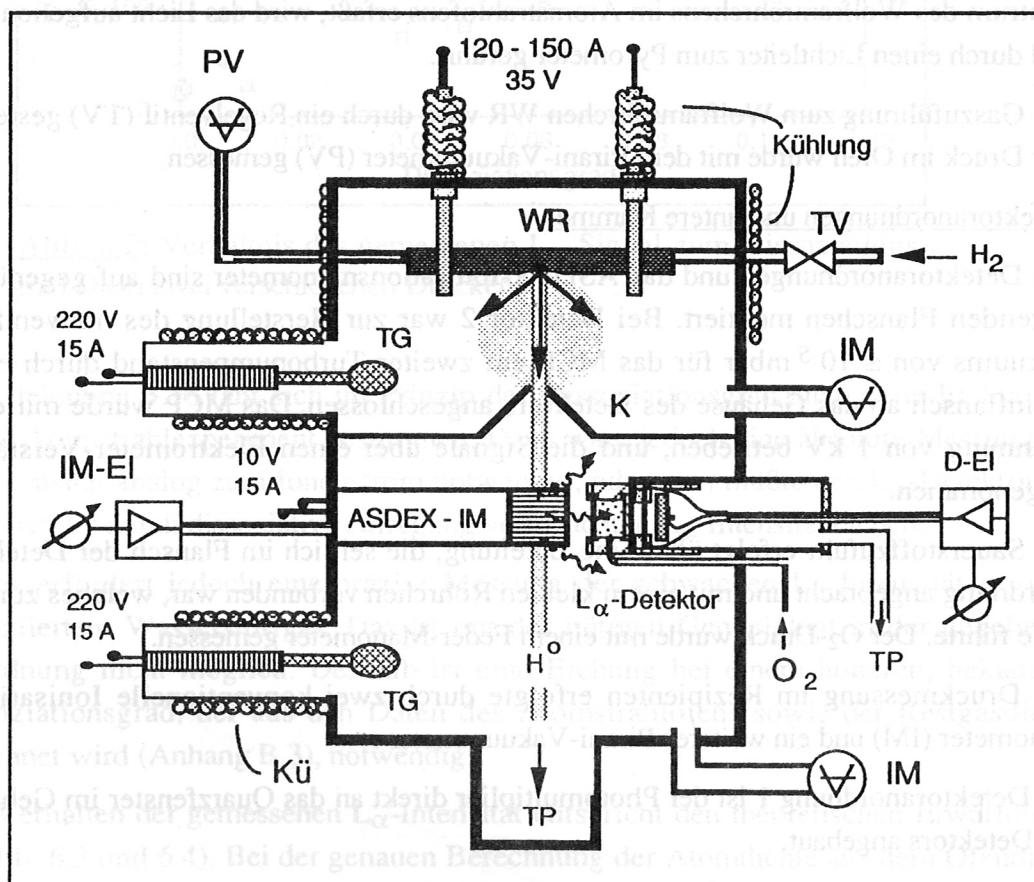


Abb. 6.1: Aufbau des Atomstrahl experimentes mit dem MCP-Detektorsystem

Vakuumsystem

Das Vakuumsystem besteht aus einem Pfeiffer Turbopumpenstand (TP) mit einer Turbopumpe von 270 l/s Saugvermögen. Die Restgasdichte in der unteren Vakuum-

kammer wurde zusätzlich durch den Einsatz von zwei Titan-Getterpumpen (TG) auf einen akzeptablen Wert gesenkt. Dies ergibt einer Saugleistung von ca. 2000 l/s für Wasserstoff. Wegen der erheblichen Wärmeentwicklung der Ti-Getter und des Atomstrahlofens mußte die obere Kammer, die Stromzuführungen des Ofens wie auch der Ti-Getter mit Kühlleitungen (Kü) umgeben werden.

Atomstrahlofen und obere Kammer

Die Stromversorgung des Ofens erfolgte durch einen regelbaren Heiztrafo mit einer max. Ausgangsleistung von 180 A bei 35 V. Die typischen Heizleistungen lagen zwischen 70 - 140 A für Temperaturen von 1600 - 2400 K.

Die Temperaturmessung erfolgte mit einem Quotienten-Pyrometer, bei dem die Temperatur aus dem Verhältnis der Strahlungsintensitäten bei 400 und 600 nm bestimmt wird. Dieses wurde mit Hilfe einer Wolframbandlampe geeicht. Durch eine Optik, die das Zentrum des Wolframröhrchens im Atomstrahlofen erfaßt, wird das Licht aufgenommen und durch einen Lichtleiter zum Pyrometer geführt.

Die Gaszuführung zum Wolframröhrchen WR wird durch ein Regelventil (TV) gesteuert. Der Druck im Ofen wurde mit dem Pirani-Vakuummeter (PV) gemessen.

Detektoranordnungen und untere Kammer

Die Detektoranordnungen und das ASDEX-Ionisationsmanometer sind auf gegenüberliegenden Flanschen montiert. Bei Detektor 2 war zur Herstellung des notwendigen Vakuums von $\leq 10^{-5}$ mbar für das MCP ein zweiter Turbopumpenstand durch einen Kleinflansch an das Gehäuse des Detektors angeschlossen. Das MCP wurde mit einer Spannung von 1 kV betrieben, und die Signale über einen Elektrometer-Verstärker aufgenommen.

Die Sauerstoffzufuhr erfolgt über eine Zuleitung, die seitlich im Flansch der Detektoranordnung angebracht und mit einem kleinen Röhrchen verbunden war, welches zur O₂-Zelle führte. Der O₂-Druck wurde mit einem Feder-Manometer gemessen.

Die Druckmessung im Rezipienten erfolgte durch zwei konventionelle Ionisationsmanometer (IM) und ein weiteres Pirani-Vakuummeter.

Bei Detektoranordnung 1 ist der Photomultiplier direkt an das Quarzfenster im Gehäuse des Detektors angebaut.

6.2. Ergebnisse

Bei den Messungen mit den Detektoranordnungen konnte der Atomstrahlofen bis zu einer Temperatur von 2400 K betrieben werden. Das entspricht bei einem typischen Wasserstoffdruck von ca. 50 Pa im Ofen einem Dissoziationsgrad von 60% (s. Anhang B). Bei Berücksichtigung der Restgasdichte ergibt dies einen Dissoziationsgrad im Ionisationsmanometer von ca. 10^{-1} . Dieser Wert liegt in dem Bereich, den man auch im Divertor erwartet.

Bei den Atomstrahlungsmessungen wurde der Ofendruck so geregelt, daß sich ein konstanter Ionenstrom ergab. Für diesen Fall ist eine theoretische Kurve wie in Abb. 3.5 für die Abhängigkeit des L_{α} -Signals vom Dissoziationsgrad D zu erwarten. Abb. 6.2 zeigt die gemessene Kurve für zwei Meßreihen bei verschiedenen Drücken.

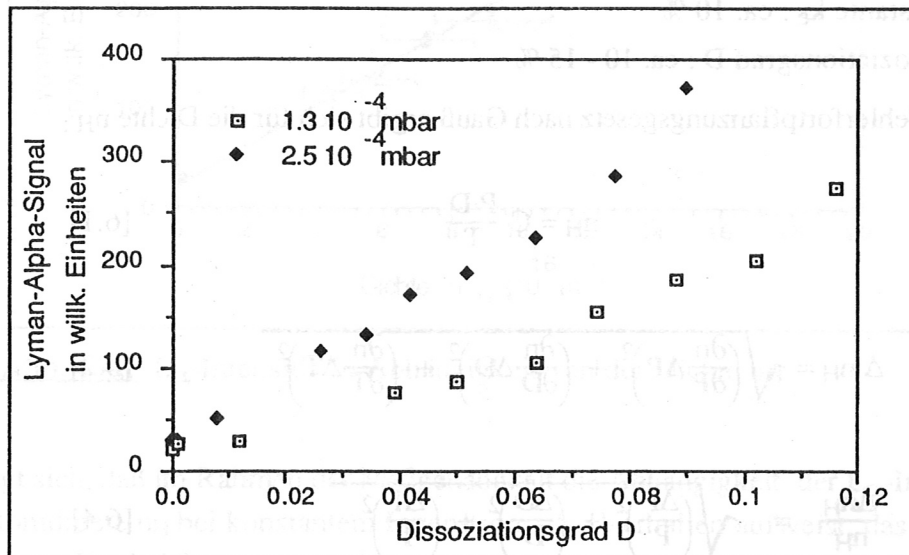


Abb. 6.2: Verhältnis des gemessenen L_{α} -Signal zum Dissoziationsgrad D bei zwei verschiedenen Drücken

Mit Gleichung 3.18 läßt sich im Prinzip der Dissoziationsgrad auch ohne Eichung in einem Atomstrahlxperiment bestimmen. Dazu wäre jedoch eine absolute Messung der L_{α} -Intensität analog zum Ionenstrom notwendig, oder man müßte den L_{α} -Detektor bei $D = 0$ an der durch dissoziative Anregung verursachten L_{α} -Intensität eichen.

Dieses erfordert jedoch eine präzise Messung der schwachen L_{α} -Intensität in nicht dissoziiertem Wasserstoffgas. Das ist mit der nötigen Genauigkeit in der gegebenen Anordnung nicht möglich. Deshalb ist eine Eichung bei einem höheren, bekannten Dissoziationsgrad, der aus den Daten des Atomstrahlrofens sowie der Restgasdichte berechnet wird (Anhang B.3), notwendig.

Das Verhalten der gemessenen L_{α} -Intensität entspricht den theoretischen Erwartungen (s. Abb. 6.3 und 6.4). Bei der genauen Berechnung der Atomdichte aus dem Ofendruck müssen jedoch einige Korrekturen (s. Anhang B.4) berücksichtigt werden.

Fehlerabschätzung:

Die geschätzten Meßfehler liegen bei:

Druck P : ca. 10 % (logarithmische Anzeige)

Temperatur T : ca. 5-10 %

L_{α} -Signal Φ^* : ca. 5%

Ionenstrom I^+ : ca. 3 %

Systematische Meßfehler ergeben sich aus dem Fit der empirischen Daten für die Gleichgewichtskonstante K_e und darausfolgend auch bei der Berechnung des Dissoziationsgrades:

Konstante k_e : ca. 10 %

Dissoziationsgrad D : ca. 10 - 15 %

Mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz nach Gauß ergibt sich für die Dichte n_H :

$$n_H = C \cdot \frac{P \cdot D}{T} \quad [6.1]$$

$$\Delta n_H = \sqrt{\left(\frac{\partial n}{\partial P} \Delta P\right)^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial D} \Delta D\right)^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial T} \Delta T\right)^2} \quad [6.2]$$

$$\frac{\Delta n_H}{n_H} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2} \quad [6.4]$$

Der relative Fehler in der Dichteberechnung ergibt sich aus der Wurzel der Summe der Quadrate der Einzelfehler. Für oben angegebene Fehler ergibt sich also ein relativer Fehler in der Dichtebestimmung von ca. 20 %.

Mit Berücksichtigung der Korrekturen für Druck und der Fehlerabschätzung ergeben sich folgende Diagramme (Abb. 6.3 und 6.4) für die Abhängigkeit des L_α -Signals von der Dichte n_H .

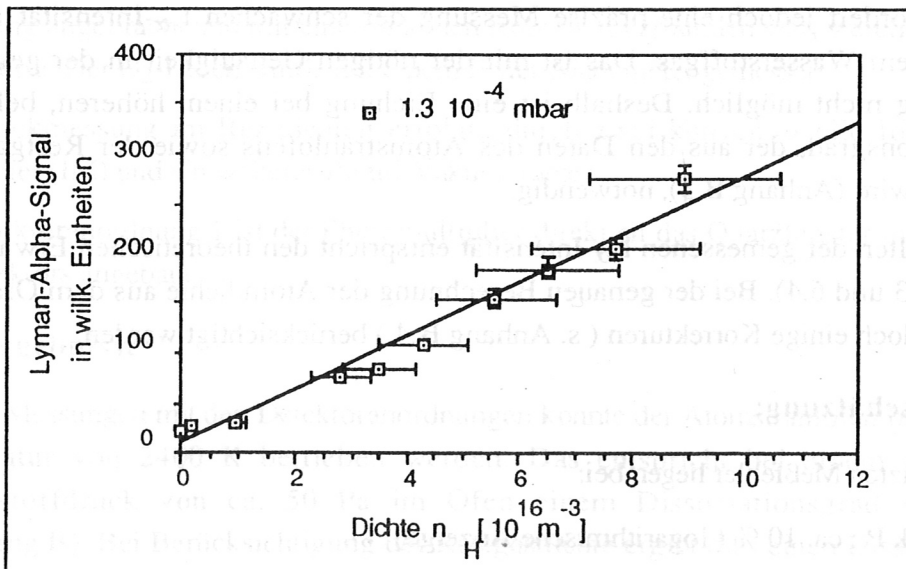


Abb. 6.3.: L_α -Intensität in Abhängigkeit von der Dichte n_H

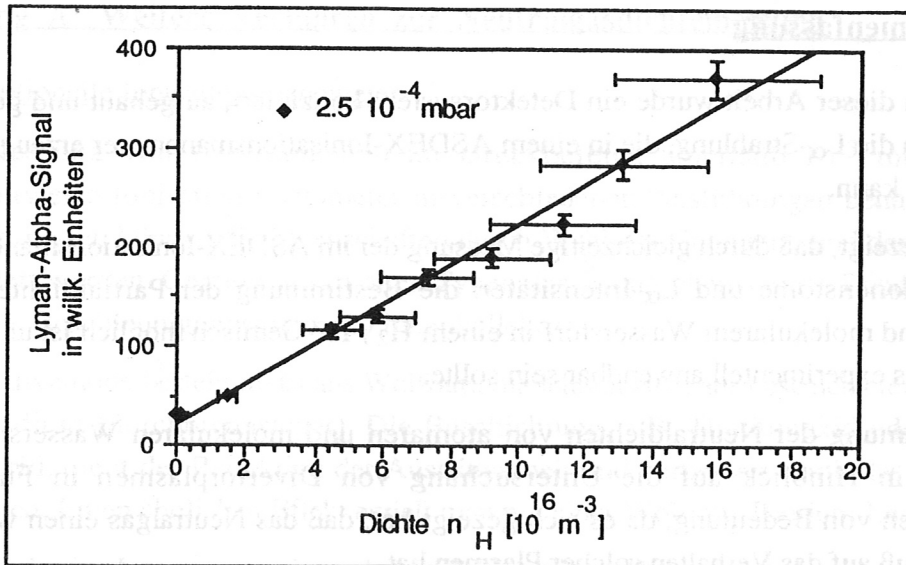


Abb. 6.4.: L_{α} -Intensität in Abhängigkeit von der Dichte n_H

Es zeigt sich, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit die Abhängigkeit der L_{α} -Intensität von der Atomdichte n_H bei konstantem Ionenstrom, das Verhalten aufweist, das die Berechnungen aus Kapitel 3 erwarten ließen.

Damit wurde also gezeigt, daß es mit dem angewandten Meßprinzip möglich ist, durch gleichzeitige Messung von Ionenstrom und L_{α} -Intensität an einem ASDEX-Ionisationsmanometer die Partialdichte von n_H in einem H_2 / H^0 - Gemisch zu bestimmen.

7. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Detektorsystem konzipiert, aufgebaut und getestet, mit der man die L_{α} -Strahlung, die in einem ASDEX-Ionisationsmanometer erzeugt wird, nachweisen kann.

Es wurde gezeigt, daß durch gleichzeitige Messung der im ASDEX-Ionisationsmanometer erzeugten Ionenströme und L_{α} -Intensitäten die Bestimmung der Partialdichten von atomarem und molekularem Wasserstoff in einem H_2 / H^0 -Gemisch möglich ist und auch in Tokamaks experimentell anwendbar sein sollte.

Die Bestimmung der Neutraldichten von atomarem und molekularem Wasserstoff ist besonders in Hinblick auf die Untersuchung von Divertorplasmen in Fusionsexperimenten von Bedeutung, da es sich gezeigt hat, daß das Neutralgas einen wesentlichen Einfluß auf das Verhalten solcher Plasmen hat.

Bei der Entwicklung des Detektors wurde eine Reihe von Nachweismethoden auf ihre Brauchbarkeit in einem Fusionsexperiment untersucht, wovon schließlich zwei realisiert wurden. Weiterhin wurde die Wirksamkeit einer Sauerstoffzelle als L_{α} -Filter getestet und für beide Detektoren in einer kompakten Form aufgebaut.

Beim ersten Detektorsystem wird ein Multichannelplate eingesetzt, das im Gegensatz zu Photomultipliern und Channeltrons auch in hohen Magnetfeldern einsetzbar ist. Diese Detektoranordnung zeigte bereits die erwarteten Ergebnisse, obwohl dabei noch mit einer geringen Verstärkung gearbeitet wurde. Beim Einsatz eines zweiten Channelplates und einer Kupferjodidbeschichtung ist eine Verbesserung der Nachweisempfindlichkeit um den Faktor 10^4 zu erwarten.

Das zweite Detektorsystem benutzt einen Szintillator, mit dem die L_{α} -Strahlung in sichtbares Licht umgewandelt wird. Dieses wird über einen Lichtleiter zu einem außerhalb des Magnetfeldes gelegenen, hochempfindlichen Photomultiplier geleitet. Um sichtbares und ultraviolettes Störlicht auszufiltern, wurde ein breitbandiges L_{α} -Interferenzfilter in Kombination mit der Sauerstoffzelle verwendet. Es zeigte sich, daß das Interferenzfilter im Sichtbaren und im Ultravioletten eine zu hohe Durchlässigkeit besitzt und dadurch ein zu großer Untergrund entsteht. Solange keine besseren Filter verfügbar sind, ist diese Methode für den angestrebten Zweck nicht geeignet.

Anhang A: Weitere Verfahren zur Neutralgasdichtemessung

Konventionelle Ionisationsmanometer

Zur Messung von Neutraldichten im Druckbereich unterhalb 10^{-3} mbar werden üblicherweise Ionisationsmanometer in verschiedenen Ausführungen benutzt. Je nach Erfordernissen können die Eigenschaften durch Wahl der Geometrie und der Betriebsart verändert werden. Gemeinsam ist allen Typen das Grundschemata einer Triode mit Glühkathode, Beschleunigungsgitter und Ionenkollektor.

Die Glühkathode besteht meist aus Wolfram, manchmal auch aus beschichtetem Rhenium oder Iridium (durchbrennsicher). Die Beschichtung, z.B. Thoriumoxid oder Lanthanhexaborid, dient der Reduktion der Austrittsarbeit und verbessert somit das Emissionsvermögen. Einen ähnlichen Effekt erzielt man mit einer Wolfram-Thorium-Legierung.

Man findet im Ionenstrom einen druckunabhängigen Untergrund, der im wesentlichen durch den Röntgeneffekt zu erklären ist. Dieser wird am Ionenfänger durch den Photoeffekt weicher Röntgenstrahlung, die durch Aufprall der Elektronen am Gitter erzeugt wird, verursacht. Die untere Meßgrenze wird durch das Rauschen des Röntgeneffekts bestimmt. Dieser kann durch entsprechende Geometrie des Ionisationsmanometers stark reduziert werden, so daß man heute bis zu Drücken von 10^{-12} mbar (10^{-10} Pa) messen kann.

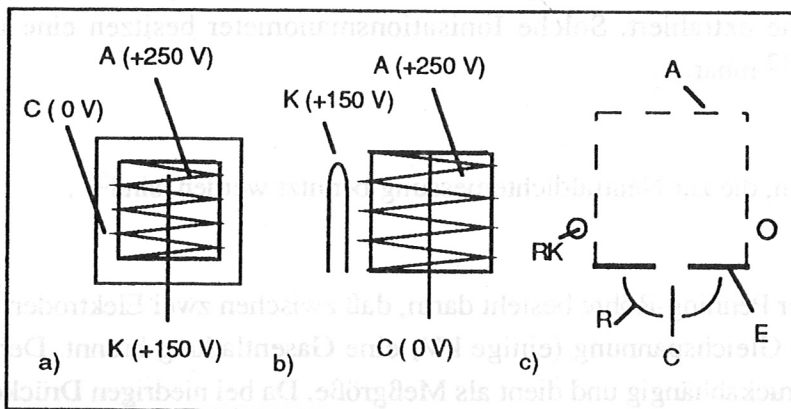


Abb. A.1: Verschiedene Konstruktionen von Ionisationsmanometern

Abk.: a) Konzentrische Triode, b) Bayard-Alpert-Manometer:
A = Anode, C = Ionenkollektor, K = Glühkathode
c) Extraktor-Ionisationsmanometer: A = Anode, R = Reflektor
RK = Ringkathode, E = Extraktorblende, R = Ionenreflektor,
C = Ionenfänger.

Auch die obere Meßgrenze ist von der Geometrie abhängig. Vor allem durch Verringerung der Elektrodenabstände läßt sich der lineare Meßbereich bis zu 1 mbar erweitern. Bei aggressiven Gasen wie Sauerstoff droht bei hohem Druck ($> 10^{-2}$ mbar) die Oxidation, bzw. das Durchbrennen der Wolframkathode³⁷.

Folgende Typen werden eingesetzt (s. Abb. A.1):

a) Konzentrische Triode:

Dieses Ionisationsmanometer entspricht im Aufbau einer Verstärkerröhre, wobei das zylindrische Gitter als Beschleunigungsgitter und die Anode als Ionenfänger benutzt wird. Durch die große Kollektorfläche ergibt sich ein hoher Untergrund wegen des Röntgeneffekts, so daß die untere Meßgrenze bei ca. 10^{-7} mbar liegt.

b) Bayard-Alpert-Ionisationsmanometer:

Eine wesentliche Erweiterung des Meßbereiches nach unten gelang Bayard und Alpert durch Vertauschen der Positionen von Kathode und Ionenfänger und Verringerung der Kollektorfläche. Der zentral angeordnete Ionenfänger besteht aus einem sehr dünnen Draht. Durch die Verringerung des Röntgeneffekts kann bis zu Drücken von 10^{-10} mbar gemessen werden.

Eine weitere Verbesserung um den Faktor 100 kann durch Modulation des Kollektorpotentials zur Diskriminierung des Röntgenuntergrunds erreicht werden.

c) Extraktions-Ionisationsmanometer:

Eine andere Methode um den Röntgeneffekt zu reduzieren, besteht darin, zu verhindern, daß der Ionenfänger das Beschleunigungsgitter sieht, von dem Röntgenstrahlung zum Ionenfänger gelangt. Durch eine Ionenoptik werden dennoch genügend Ionen aus der Wechselwirkungszone extrahiert. Solche Ionisationsmanometer besitzen eine untere Meßgrenze von $\approx 10^{-12}$ mbar.

Weitere Meßmethoden, die zur Neutraldichtemessung benutzt werden, sind³⁸ :

Penning-Röhre

Das Arbeitsprinzip der Penning-Röhre besteht darin, daß zwischen zwei Elektroden durch Anlegen einer hohen Gleichspannung (einige kV) eine Gasentladung brennt. Der Gasentladungsstrom ist druckabhängig und dient als Meßgröße. Da bei niedrigen Drücken die Ionisation aufgrund der zunehmenden freien Weglänge der Elektronen abnimmt, überlagert man ein Magnetfeld senkrecht zum elektrischen Feld, um den Weg der Elektronen durch die Ausbildung von Spiralbahnen zu verlängern. Dadurch erhöht sich die Ionenausbeute so weit, daß die Entladung bis in den UHV-Bereich selbständig brennt. Der Wegfall der empfindlichen Glühkathode macht die Penningröhre zu einem robusten und unempfindlichen Meßgerät. Allerdings ist die Druckabhängigkeit nicht linear und die Reproduzierbarkeit gering.

Massenspektrometer

Massenspektrometer sind im Prinzip Ionisationsmanometer, die es erlauben die erzeugten Ionen nach ihren Massen zu trennen.

Sie bestehen grundsätzlich aus drei Komponenten:

- Ionenquelle, Trennsystem und Ionendetektor.

Die Trennung von Ionen unterschiedlicher Masse erfolgt z.B. durch die Ausnutzung von Resonanzerscheinungen der Ionen in statischen und hochfrequenten elektrischen Feldern, wie bei dem inzwischen weit verbreiteten Quadrupolmassenspektrometer. Ein anderes Verfahren zur Massentrennung ist die Flugzeit-Methode. Dabei werden Ionen in kurzen Pulsen erzeugt und beschleunigt. Die Zeit, die die Ionen benötigen, um eine anschließende Driftstrecke zu durchfliegen, ist bei gleicher Energie eindeutig von der Masse abhängig. Die am Ionenkollektor ankommende Pulse lassen sich dann anhand der Zeitdifferenzen bestimmten Ionenmassen zuordnen.

Laserinduzierte Fluoreszenz

Bei der Messung der Neutraldichte durch laserinduzierte Fluoreszenz werden die nachzuweisenden Atome mit einem Laserstrahl, der auf einen Resonanzübergang abgestimmt ist, angeregt. Die emittierte Fluoreszenzstrahlung ist dann proportional zur Dichte der vorhandenen, angeregten Teilchen³⁹. Dieses Verfahren erlaubt, da es berührungsfrei ist, Teilchen sowohl im Plasma als auch außerhalb davon nachzuweisen. Da die Resonanzübergänge bei Gasen im VUV-Bereich liegen, scheitert diese Methode häufig am Mangel leistungsfähiger Laser.



Anhang B: Wasserstoff-Atomstrahl

Um einen Wasserstoffatomstrahl zu erzeugen, ist es notwendig den molekularen Wasserstoff zu dissoziieren^{40,41}.

B.1. Verfahren zur Dissoziation von Wasserstoff

Folgende Verfahren gibt es, um atomaren Wasserstoff zu erzeugen:

a) Thermische Dissoziation

b) Dissoziation durch Elektronenstöße:

- 1) Hochfrequenz-Entladung durch Mikro- oder Radiowellenanregung
- 2) Gasentladung (Woodsche Röhre)
- 3) Bogenentladungen

Da die unter b) genannten Verfahren keine Möglichkeit bieten den Dissoziationsgrad aus experimentellen Größen direkt abzuleiten, wurde hier die Methode der thermische Dissoziation angewandt. Hierzu verwendet man üblicherweise einen Atomstrahl-ofen (s. Abb. B.1), der aus einem Metallröhrchen besteht, das bis zu 2600 K geheizt werden kann. Molekularer Wasserstoff strömt in das Röhrchen, wird thermisch durch Kontakt mit der Wand dissoziiert und verläßt das Röhrchen in atomarer Form durch eine kleine Öffnung im Röhrchen.

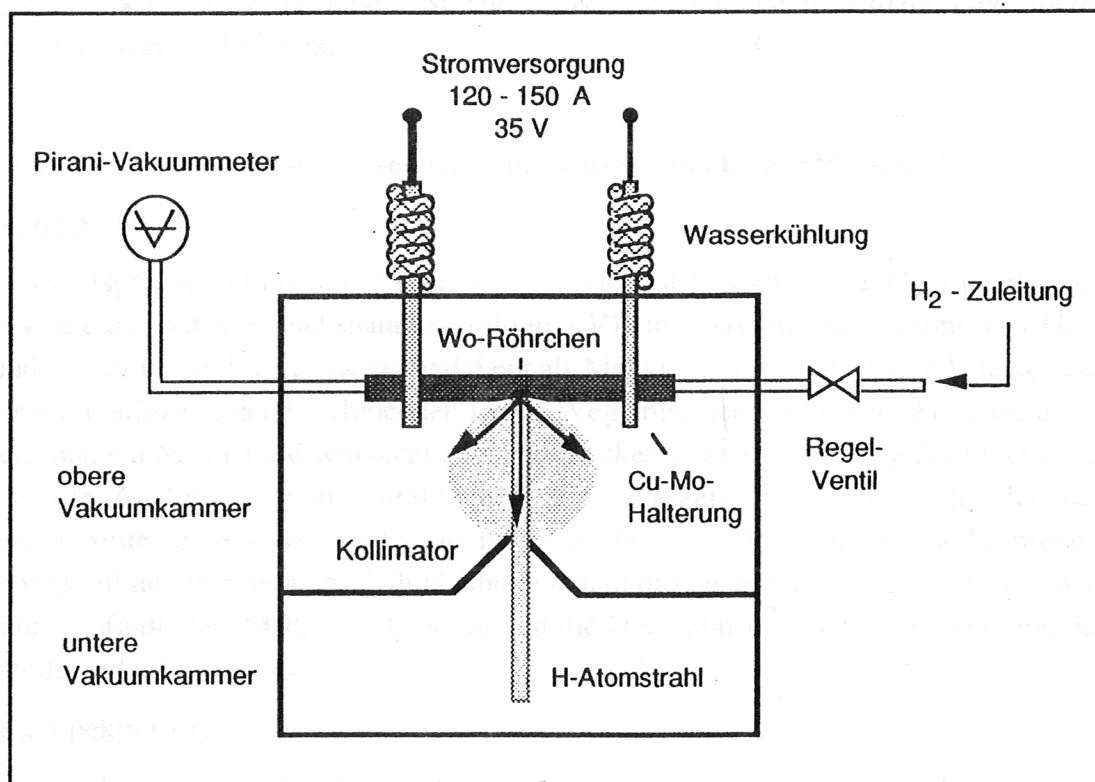


Abb. B.1: Schematischer Aufbau eines Atomstrahl-ofens

Wegen der erforderlichen hohen Temperatur, wird als Material für den Ofen meist Wolfram benutzt (Schmelzpkt. 3600 K). Der Ofen wird durch elektrischen Strom oder Elektronenbeschuß auf die nötige Temperatur gebracht. Durch Regelung der Temperatur über die Heizleistung kann der Dissoziationsgrad entsprechend (s. Gl. B.7) variiert werden.

Aus den austretenden H-Atomen wird durch ein oder mehrere Kollimatoren ein Strahl ausgeblendet und in eine separate Vakuumkammer geleitet. Der Vakuumdruck in dieser Kammer sollte so klein sein, daß keine merkliche Streuung der Atome mit dem Restgas erfolgt^{42,43}.

Abb. B.1 zeigt den schematischen Aufbau eines Wasserstoff-Atomstrahlrofens. Der Wasserstoffdruck im Ofen kann durch ein Regelventil gesteuert werden. Das Wolframröhrchen wird elektrisch über die Halterung aus Kupfer- und Molybdänteilen geheizt. Der atomare Wasserstoff strömt durch eine kleine Öffnung (\varnothing 2mm) effusiv in die obere Vakuumkammer. Durch den Kollimator wird nur ein enger Strahl in die untere Kammer durchgelassen. Der Druck im Röhrchen kann durch ein Pirani-Vakuummeter gemessen werden, wobei wegen der Temperaturunterschiede jedoch zusätzliche Korrekturen (s. unten) notwendig sind.

B.2. Thermische Dissoziation

Um molekularen Wasserstoff zu dissoziieren, d.h. in neutrale Atome zu spalten, ist eine Energie größer gleich der Dissoziationsenergien E_d notwendig:

$$E_d(\text{H}_2) = 4,48 \text{ eV}, \quad E_d(\text{D}_2) = 4.56 \text{ eV}$$

Bei der thermische Dissoziation wird im thermischen Gleichgewicht die Reaktion



AB = Molekül, A, bzw. B = Atome,
C = stoßendes Teilchen, bzw. Wand

durch die Dissoziationsrate K_d bestimmt:

$$K_d = \frac{g_{abc}}{g_{ab} g_c} \cdot \frac{kT}{h} \cdot e^{-\frac{E_d}{kT}} \quad [\text{B.2}]$$

Statist. Gewichte von Übergangskomplex: g_{abc} , Reaktionspartner: g_{ab}, g_c

Konkurrierend dazu erfolgt jedoch die Assoziationsreaktion



Bei einer gegebenen Temperatur T ist die Konzentration der dissoziierten Teilchen nur vom Verhältnis der relativen Raten dieser Prozesse abhängig. Dieses Verhältnis entspricht der Gleichgewichtskonstanten K_e und ist gegeben durch:

$$K_e = \frac{K_d}{K_a} = \frac{g_a g_b}{g_{ab}} e^{-\frac{E_d}{kT}} \quad [\text{B.4}]$$

Für die Gleichgewichtskonstante von Wasserstoff ergibt sich dann:

$$K_e(T) = \frac{(g_H)^2}{g_{H_2}} e^{-\frac{E_d}{kT}} = \frac{(N_H)^2}{N_{H_2}} \quad [\text{B.5}]$$

N_H, N_{H_2} = Anzahl der Wasserstoffatome und -moleküle im thermischen Gleichgewicht.

Mit $P = N R T$ ergibt sich dann:

$$K_e(T) = \frac{(N_H)^2}{N_{H_2}} = \frac{(P_H)^2}{P_{H_2}} \quad [\text{B.6}]$$

P_H, P_{H_2} = Partialdrücke, P = Gesamtdruck

Für den Dissoziationsgrad $D = \frac{P_H}{P_H + P_{H_2}} = \frac{P_H}{P}$ ergibt sich die Gleichung:

$$D = -\frac{K_e(T)}{2P} + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{K_e(T)}{P}\right)^2 + 4 \frac{K_e(T)}{P}} \quad [\text{B.7}]$$

Mit der Näherung für die Gleichgewichtskonstante k_e von Wasserstoff⁴⁰:

$$\log(K_e(T)) = -\frac{21200}{T} + 1.765 \log(T) - 9.85 \times 10^{-5} T - 0.265 \quad [\text{B.8}]$$

läßt sich dann die Abhängigkeit des Dissoziationsgrad von Temperatur und Druck berechnen (s. Abb B.2).

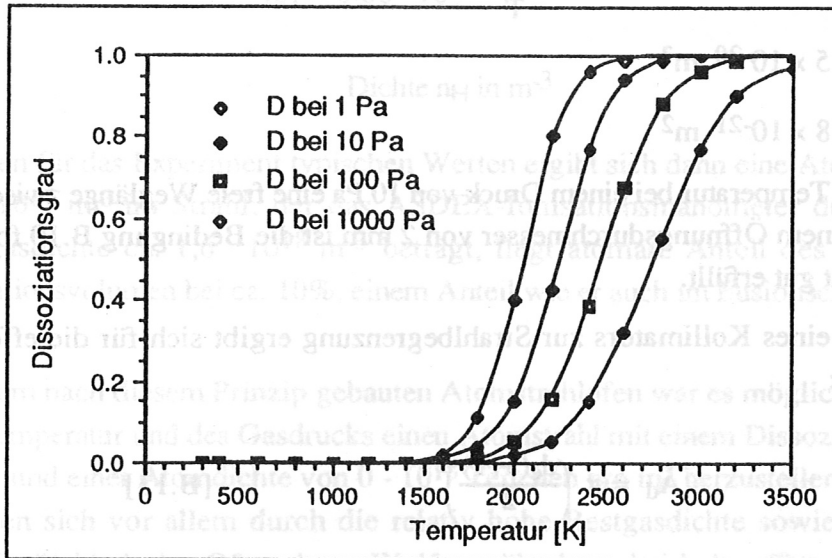


Abb. B.2: Abhängigkeit des Dissoziationsgrad von Temperatur für verschiedene Drücke.

B.3. Berechnung der Atomstrahlzusammensetzung

Die Atomstrahlintensität I läßt sich, einen hinreichend niedrigen Druck vorausgesetzt, mit folgender Formel berechnen⁴⁴:

$$I = \frac{1}{4\pi} \frac{A_d}{l_{SD}^2} n v A_S D \quad [B.9]$$

A_d = Detektorfläche, l_{SD} = Abstand Quelle - Detektor,
 v = mittlere Strahlgeschwindigkeit, D = Dissoziationsgrad
 n = Gasdichte, A_S = Öffnungsfläche,

Diese Formel gilt für ein effusives Ausströmen des atomaren Gases aus dem Ofen, d.h. unter der Bedingung:

$$d \ll L_s \quad [B.10]$$

d = Öffnungsdurchmesser, L_s = freie Weglänge

Die freie Weglänge berechnet sich aus der Relation⁴⁵:

$$L_s = \frac{kT}{\sqrt{2} P \sigma_k} \quad [B.11]$$

P = Ofendruck, σ_k = Stoßquerschnitt

Mit den Werten

$$\sigma_k(\text{H}_2) \approx 4.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2$$

$$\sigma_k(\text{H}^0) \approx 7.8 \times 10^{-21} \text{ m}^2$$

ergibt sich je nach Temperatur bei einem Druck von 10 Pa eine freie Weglänge zwischen 3 und 100 m. Bei einem Öffnungsdurchmesser von 2 mm ist die Bedingung B.10 folglich für das Experiment gut erfüllt.

Bei Verwendung eines Kollimators zur Strahlbegrenzung ergibt sich für die effektive Detektorfläche A_d :

$$A_d = \pi \left(\frac{d_c(a+1)}{2} \right)^2 \quad [\text{B.13}]$$

d_c = Kollimator-Durchmesser, l_{cd} = Abstand Kollimator-Detektor

$$l_{sd} = \text{Abstand Quelle-Detektor}, a = \frac{l_{cd}}{l_{sd}}$$

Die Intensität des Atomstrahles berechnet sich dann aus:

$$I = 2.48 \cdot 10^{10} \cdot \sqrt{\frac{P^2}{M \cdot T}} \cdot D \cdot d_c^2 \cdot d_s^2 \left(\frac{l_{cd} + l_{sd}}{l_{sd}^2} \right)^2 \quad [\text{B.14}]$$

d_s = Durchmesser der Quelle d.h. der Ofenöffnung,
 M = atomare Masse

Mit typischen Werten für das Experiment

$$M = 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

$$d_s = 0.002 \text{ m}, d_c = 0.0025 \text{ m}$$

$$l_{sd} = 0.052 \text{ m}, l_{cd} = 0.04 \text{ m}$$

ergibt sich dann:

$$I = 1.75 \times 10^{16} \times \frac{P \cdot D}{\sqrt{T}} \quad [\text{B.15}]$$

P = Druck in Pa, T = Temperatur in K, $0 \leq D \leq 1$, I = Intensität in s^{-1}

Bei einer Temperatur von 2400 K, einem Druck von 50 Pa und $D = 0.6$ ergibt sich eine Intensität von 1.26×10^{15} Atomen pro Sekunde auf einer effektiven Fläche A_d von 0.15 cm^2 .

$$\text{Mit } n = \frac{I}{v A_d}, v = 1.33 \cdot \sqrt{\frac{2kT}{M}} = 171 \cdot \sqrt{T} \text{ und } A_d = 1.6 \times 10^{-5} \text{ m}^2$$

ergibt sich dann für die Atomdichte n_H die Formel:

$$n_H = 6.66 \cdot 10^{18} \frac{P \cdot D}{T} \quad [\text{B.16}]$$

Dichte n_H in m^{-3}

Mit den für das Experiment typischen Werten ergibt sich dann eine Atomdichte von $n_H = 1,4 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ im Strahl, der das ASDEX-Ionisationsmanometer durchfliegt. Da die Restgasdichte ca. $1,6 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ beträgt, liegt atomare Anteil des Wasserstoffes im Ionisationsvolumen bei ca. 10%, einem Anteil wie er auch im Fusionsexperiment erwartet wird.

Bei dem nach diesem Prinzip gebauten Atomstrahlöfen war es möglich, durch Regelung der Temperatur und des Gasdrucks einen Atomstrahl mit einem Dissoziationsgrad von 0 - 60 % und einer Atomdichte von 0 - 10^{18} Teilchen pro m^3 herzustellen. Beschränkungen ergaben sich vor allem durch die relativ hohe Restgasdichte sowie die mechanische Empfindlichkeit des Ofens bzw. Wolframröhrchens bei hohen Temperaturen (Druckspannungen durch Wärmeausdehnung können zum Bruch des Röhrchens führen).

B.4. Korrektur für die Piranidruckmessung des Ofens:

Die Messung des Ofendruckes erfolgt durch ein Pirani-Vakuummeter, das durch ein 25 cm langes Kupferröhrchen ($\varnothing 2 \text{ mm}$) mit dem Wolframröhrchen verbunden ist. Der gemessene Druck ist vom Druck im Ofen verschieden, da

- wegen der unterschiedlichen Temperatur im Ofen und im Pirani kein Druck-, sondern ein Flußgleichgewicht vorliegt.
- der sich verändernde Dissoziationsgrad den Teilchenfluß beeinflusst (Massenunterschied von H_2 und H^0).

Aus a) ergibt sich die Bedingung:

$$n_1 \cdot v_1 = n_2 \cdot v_2 \quad [\text{B.17}]$$

n_1, v_1, n_2, v_2 = Dichte und Geschwindigkeit im Ofen, bzw. Pirani

Aus b) folgt für v_i :

$$v_i = \sqrt{\frac{2kT}{m_i}} = \sqrt{\frac{2kT}{k_D \cdot M}} \quad [\text{B.18}]$$

Temperatur T, Atommasse M, Teilchenmasse m_i

Der Parameter $k_D = 2 - D$ ist abhängig vom Dissoziationsgrad und berücksichtigt den Massenunterschied von H_2 und H^0 .

Mit $P = n k T$ ergibt sich aus B.17, unter der plausiblen Annahme, daß im Pirani nur H-Moleküle vorkommen, die Gleichung:

$$\frac{P_1}{k \cdot T_1} \sqrt{\frac{2kT_1}{k_D \cdot M}} = \frac{P_2}{k \cdot T_2} \sqrt{\frac{2kT_2}{2 \cdot M}} \quad [\text{B.19}]$$

$P_1, T_1, P_2, T_2 =$ Druck und Temperatur im Ofen bzw. im Pirani

Der effektive Druck im Ofen berechnet sich dann aus:

$$P_1 = P_2 \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \sqrt{\frac{2 - D}{2}} \quad [\text{B.20}]$$

Der Korrekturfaktor für den Ofendruck liegt für Temperaturen $T_2 = 300 \text{ K}$ und T_1 zwischen 1600 und 2500 K bei Werten zwischen 1,7 und 3.

Anhang C: Weitere VUV-Nachweismethoden

C.1. Photoionisation

Eine weitere Möglichkeit VUV-Photonen nachzuweisen, nutzt den Effekt der Photoionisation von Gasen. Für Photonen, deren Energie über der Ionisationsschwelle liegt, reicht die Effizienz der Photoionisation bei vielen Gasen oft bis an 100 %, d.h. pro einfallendem Photon wird ein Elektron-Ion-Paar gebildet. Detektoren, die diesen Effekt ausnutzen, haben eine hohe Effizienz, einen niedrigen Rauschpegel und sind vollständig unempfindlich gegenüber Photonenenergien, die unter dem Ionisationspotential des Gases liegen. Durch Kombination mit einem Fluorit-Fenster lassen sich so Detektoren bauen, die von sich aus als Bandfilter wirken. So ist die Kombination von Aceton-Gas und MgF_2 -Fenster nur im Bereich von 115 - 129 nm empfindlich und kann so zusammen mit einem O_2 -Filter als sehr effektiver L_{α} -Detektor eingesetzt werden^{46,47}.

Betrieibt man einen solchen Detektor im DC-Modus, so spricht man von einer Ionisationskammer, im Pulsmodus dagegen von Proportionalzählern oder Photoncountern. Dabei wird meist der Townsend-Effekt ausgenutzt, der erfolgt, wenn die Spannung zwischen den Elektroden so hoch ist ($\sim 500 - 800 \text{ V}$), daß die beschleunigten Elektronen durch Sekundärionisation eine Elektronenlawine auslösen. Dadurch erhält man eine innere Verstärkung um den Faktor 100 - 1000. Allerdings bedingt diese Betriebsart eine Totzeit in der Größenordnung von μs , so daß die Zeitauflösung sich stark verschlechtert⁴⁸.

Vor- und Nachteile für unsere Zwecke:

allgemein:

- + sehr gute spektrale Selektivität, hohe Effizienz
- + geringer Dunkelstrom
- wg. B-Feld kein optimaler, zylindrischer Aufbau möglich
- empfindlich für γ -Strahlung

Ionisationskammer

- + geringe Totzeit
- innere Verstärkung ≤ 1

Proportional-Zählrohr

- + innere Verstärkung = 100-1000
- Totzeit im Bereich von μs -> max. Zählrate $10^5 - 10^6$ Photonen/s

Da diese Nachweismethoden die erforderliche hohe interne Verstärkung bei einer zu verarbeitenden Photonenrate von 10^8 s^{-1} nicht besitzen, sind sie für den benötigten L_{α} -Detektor ungeeignet. Auch die in einem Fusionsexperiment hohe γ -Störstrahlung ist für diese Detektoren nicht akzeptabel.

C.2. Festkörper-Photodiode

Der Vorteil einer Festkörper-Photodiode besteht in seiner Kompaktheit und seiner Unempfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern. Das Gebiet der Festkörperdetektoren im VUV-Bereich ist jedoch noch ziemlich unerschlossen. Es sind praktisch keine VUV-Photodioden kommerziell erhältlich. Die Hauptschwierigkeit besteht in der geringen Eindringtiefe der VUV-Photonen, die erfordern, daß eine sehr schmale Sperrschicht an der Oberfläche angelegt wird. Dadurch wird aber der Widerstand einer solchen Diode sehr klein, so daß wegen des resultierenden Dunkelstroms nur in einem aufwendigen AC-Modus gemessen werden kann. Die Quanteneffizienz bei 120 nm liegt für solche Photodioden bei 0.2 – 0.3. Im kurzwelligeren Bereich steigt die Empfindlichkeit, allerdings muß man wieder einen erhöhten Aufwand betreiben, um den Photoeffekt an der Oberfläche zu kompensieren⁴⁹.

Anhang D : Wirkungsquerschnitte und Ratenkoeffizienten

Die Diagramme der Wirkungsquerschnitte und Ratenkoeffizienten für die wichtigsten Reaktionen von Elektronen mit Wasserstoffatomen und -molekülen sind im folgenden aufgeführt.

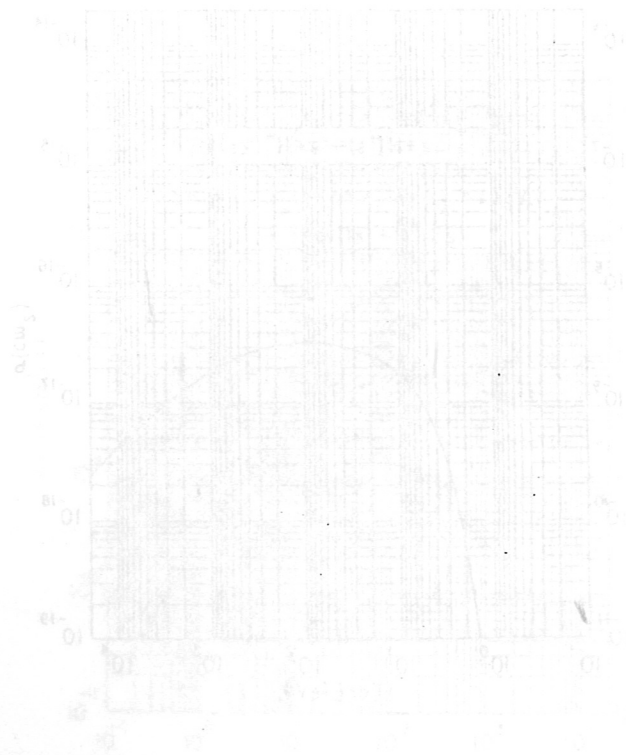
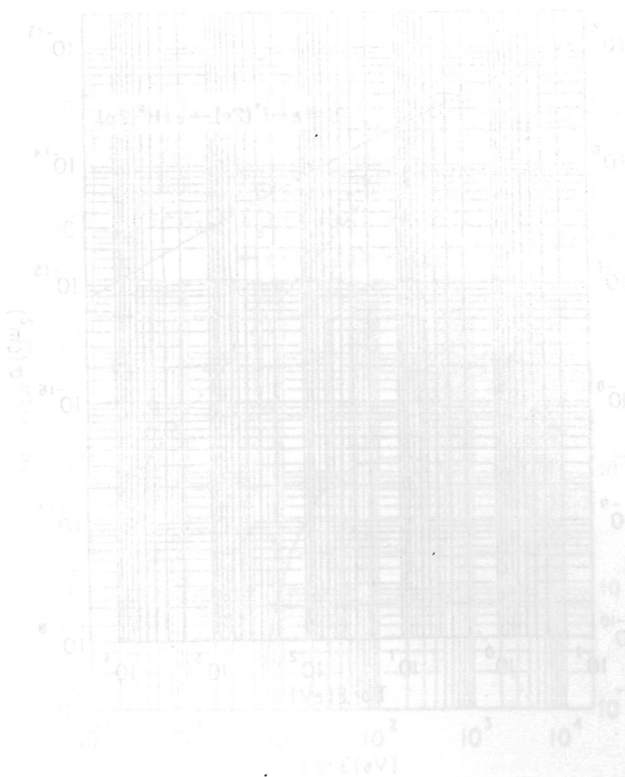
Eine vollständige Auflistung aller e-H-Prozesse und ihrer Wirkungsquerschnitte findet man in /50/.

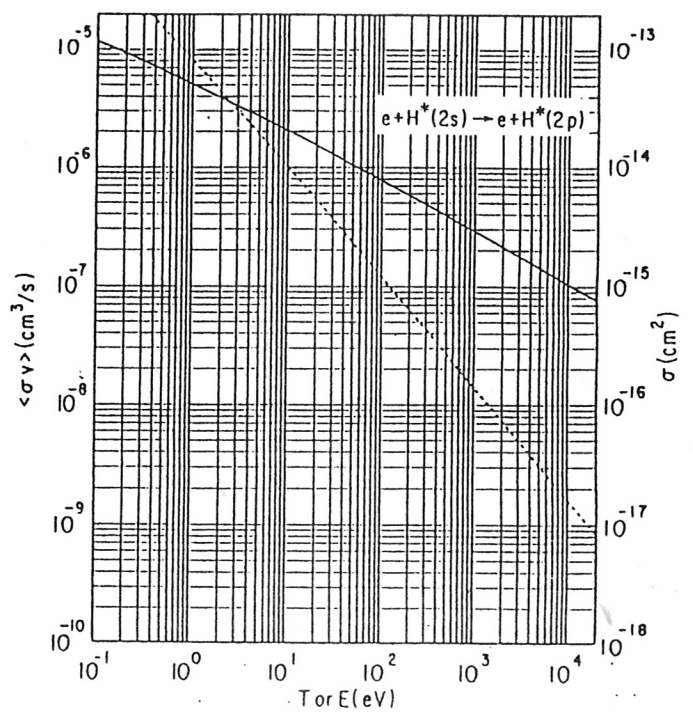
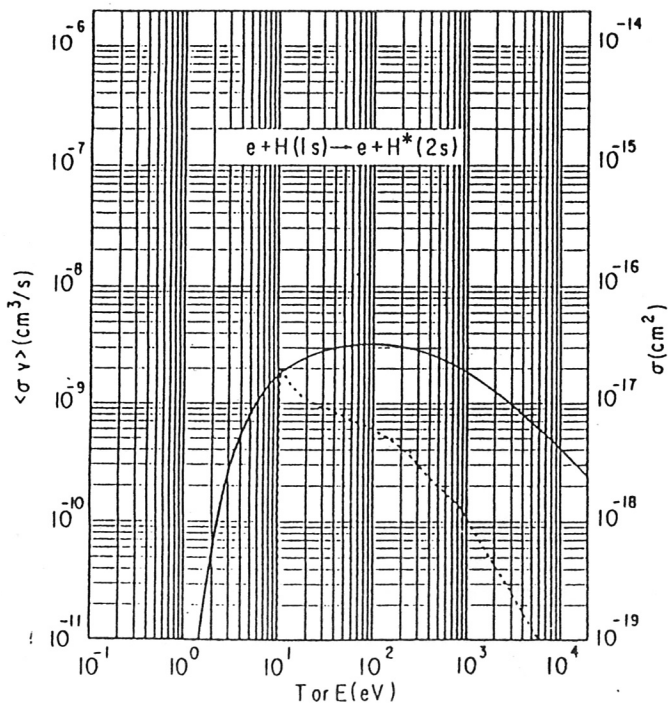
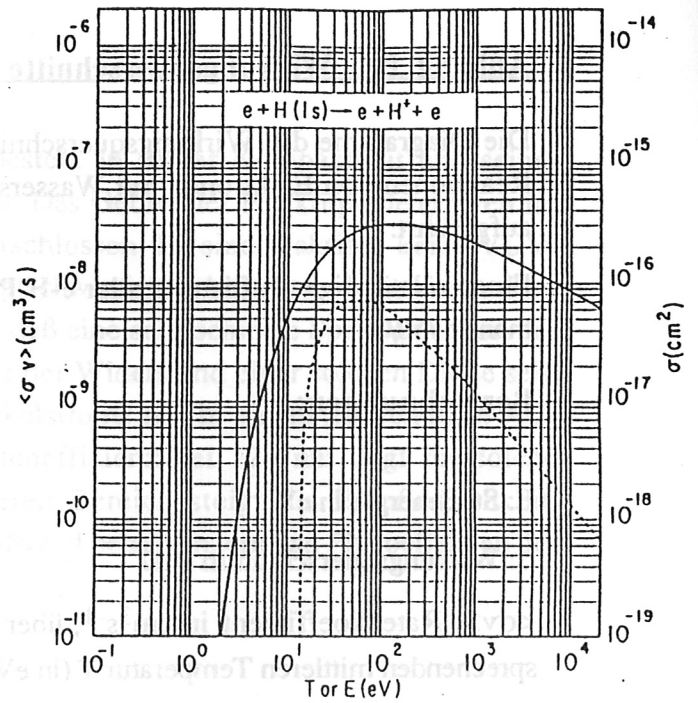
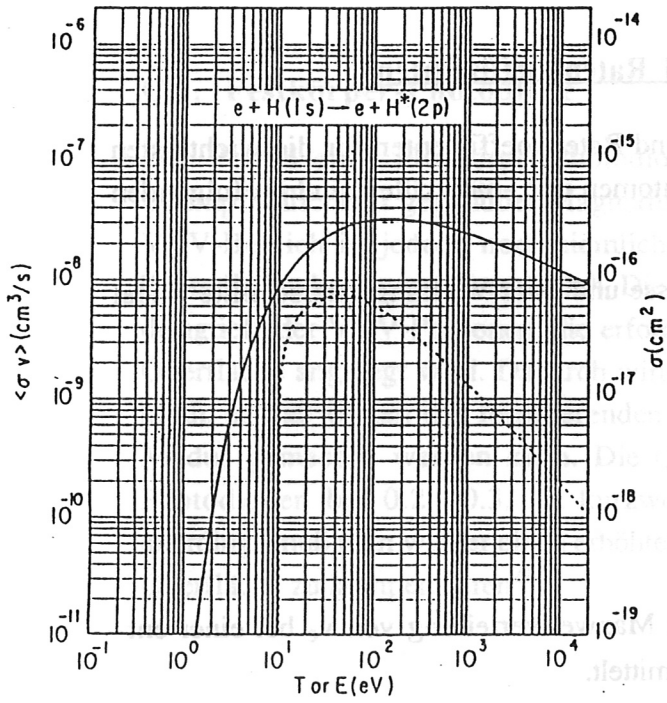
Bezeichnungen:

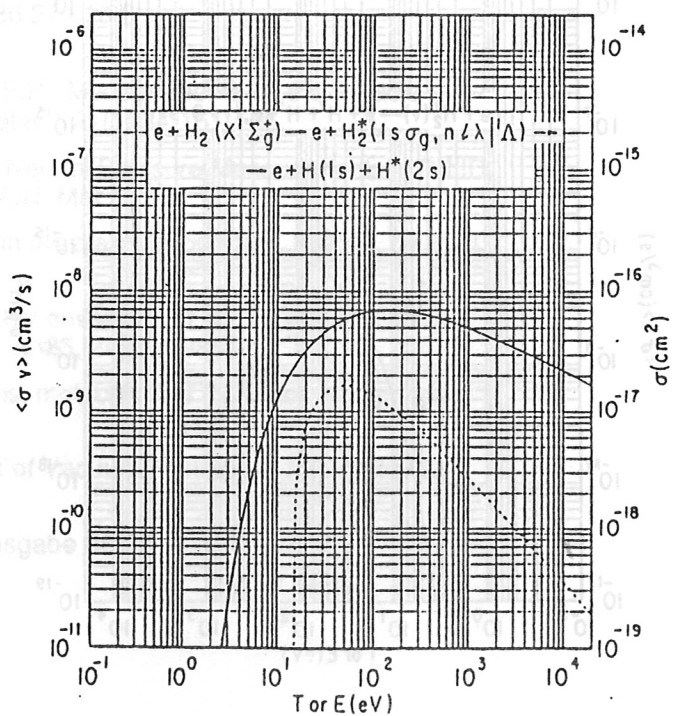
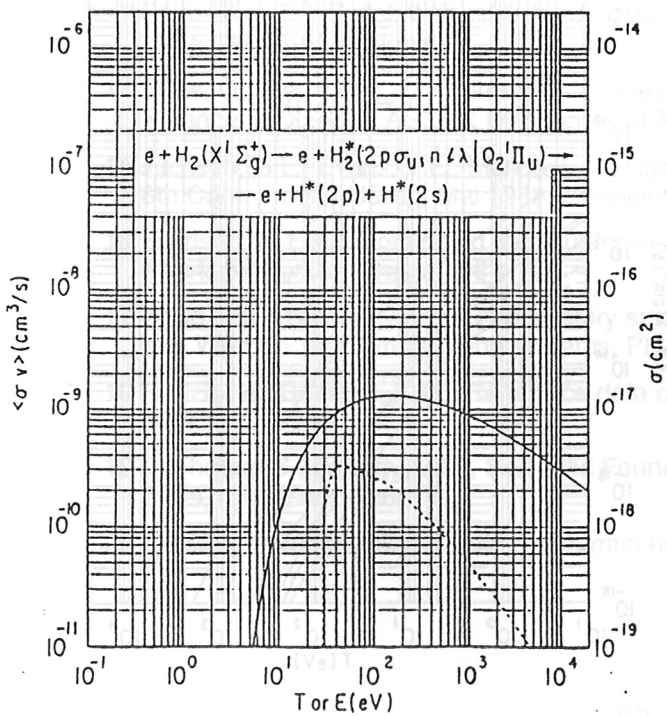
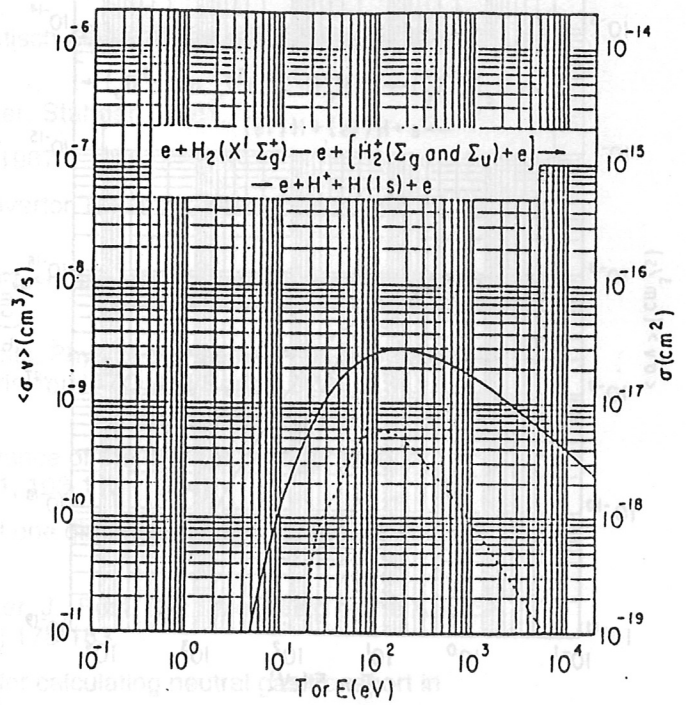
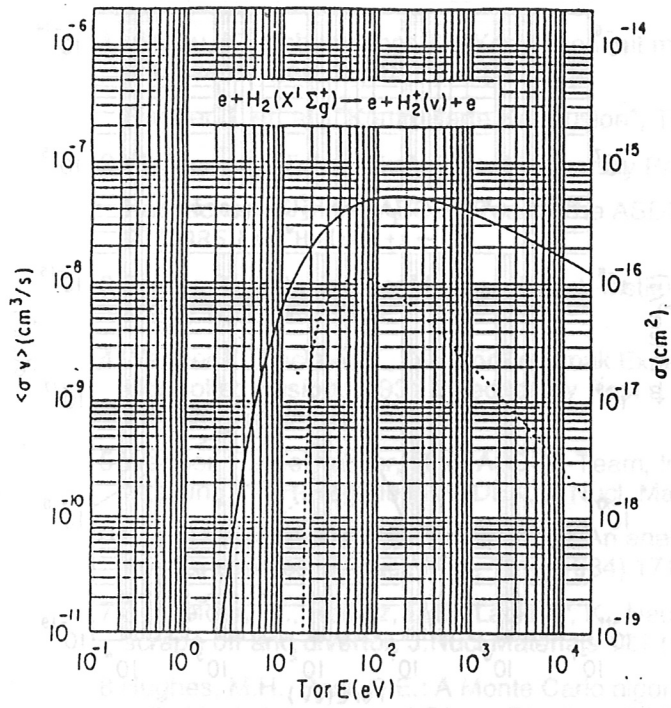
E: Stoßenergie in eV

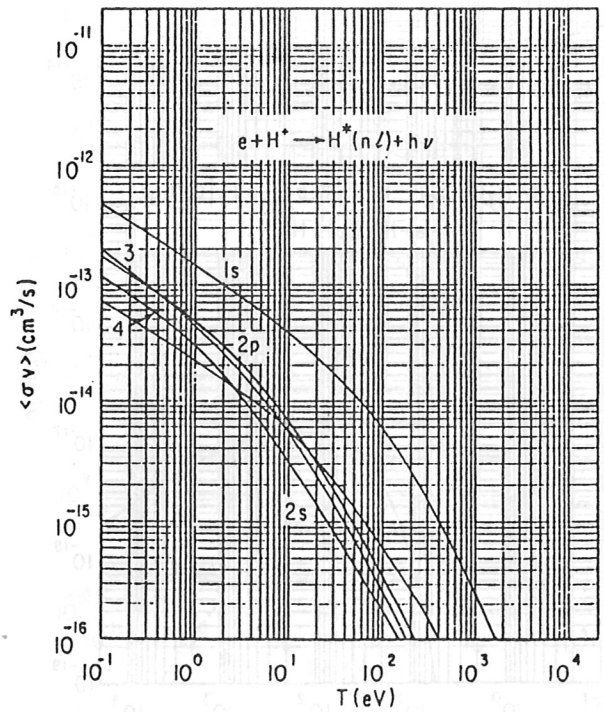
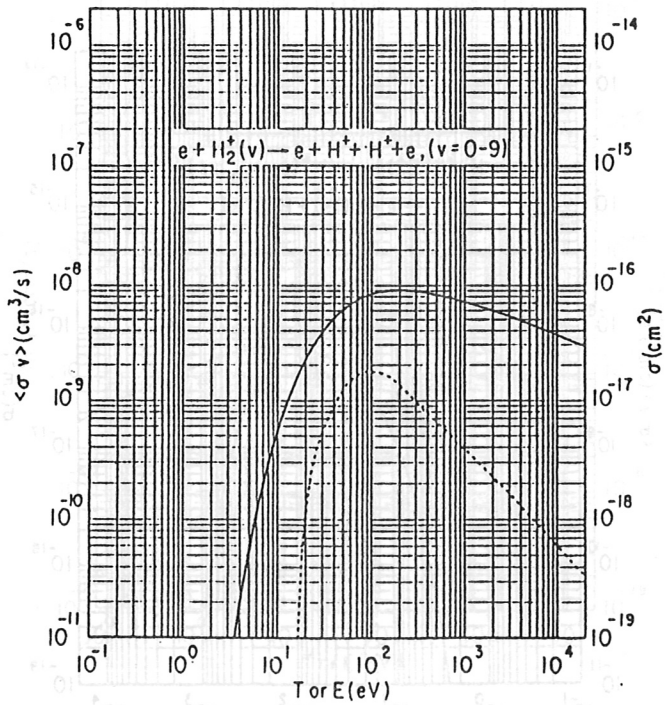
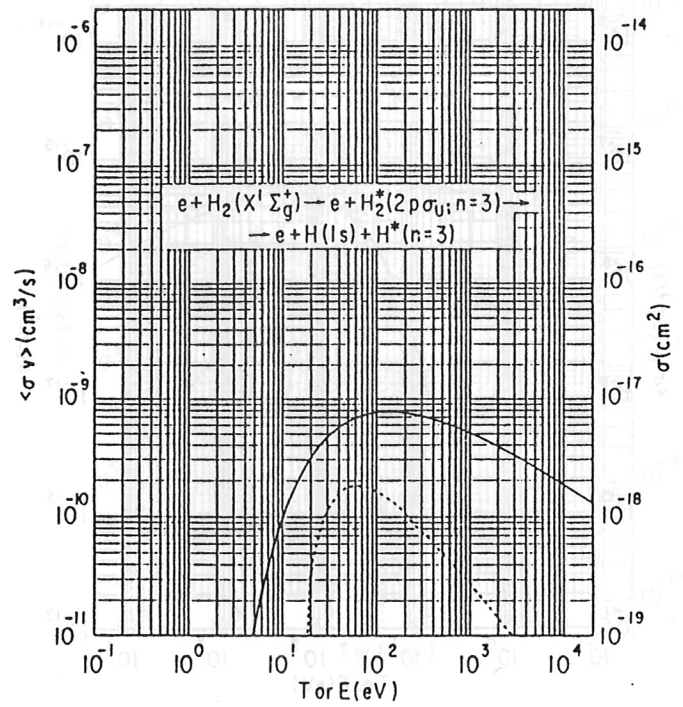
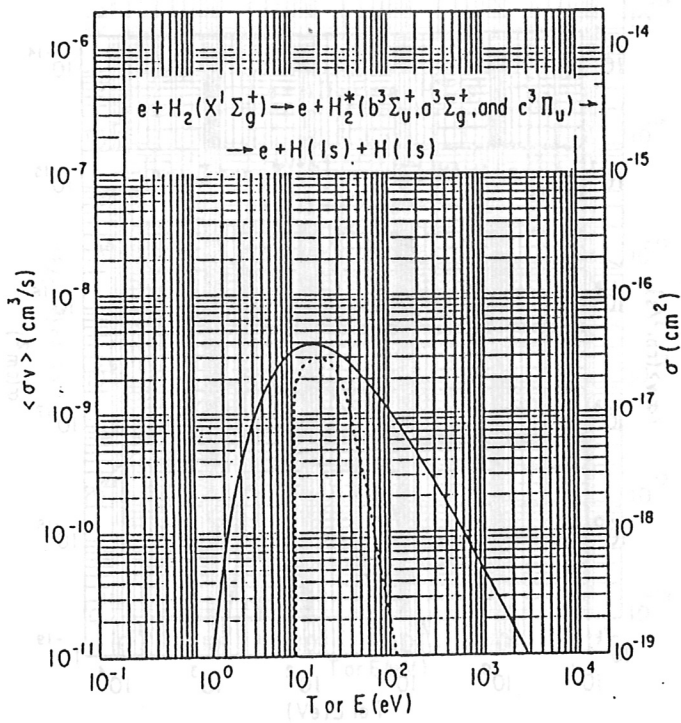
σ : Wirkungsquerschnitt in cm^2

$\langle\sigma v\rangle$: Ratenkoeffizient in cm^3s^{-1} , über eine Maxwellverteilung von v_e bei einer entsprechenden mittleren Temperatur T (in eV) gemittelt.









Literaturverzeichnis

- 1 Pinkau, K. Schumacher, U.: Kernfusion mit magnetisch eingeschlossenen Plasmen, Physik in unserer Zeit, 13, 138-154 (1982);
Raeder, J. et. al., "Kontrollierte Kernfusion", Teubner, Stuttgart, 1981.
- 2 Wesson, J.: "Tokamaks", Oxford University Press, 1987.
Keilhacker, M. u. the ASDEX Team, The ASDEX Divertor Tokamak, Nucl. Fusion, Vol 25, Nr. 9, (1985).
- 3 Breuer R., Schumacher U., Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Berichte u. Mitteilungen der MPG, 1/82, München.
- 4 Wagner F., Lackner K., Divertor Tokamak Experiments, Physics of Plasma-Wall-Interactions in Controlled Fusion, S.931 ff., edited by Post u. Behrisch, NATO ASI Series B Vol. 131, Plenum Press 1984.
- 5 Wagner, F., Keilhacker, M. u. ASDEX-Team, Importance of the divertor configuration for attaining the H-Regime in ASDEX, J. Nucl. Mat. 121, 103-113 (1984).
- 6 Post, D.E., Langer, W.D., Petravic, M.: An analytical one dimensional divertor model with neutral sources, J. Nucl. Mat., 121, (1984) 171 ff.
- 7 Schneider, W., Heifetz, D.B., Lackner, K., Neuhauser, J., Post, D.E.: Modelling of the ASDEX scrape off and divertor, J.Nucl.Materials 121 (1984) 178-183.
- 8 Hughes, M.H., Post, D.E.: A Monte Carlo algorithm for calculating neutral gas transport in cylindrical plasmas, J. of Comp. Physics, Vol.28, 43.
- 9 Heifetz, D.B.: Neutral particle transport, Physics of Plasma-Wall-Interactions in Controlled Fusion, S.695 ff., edited by Post u. Behrisch, NATO ASI Series B Vol.131, Plenum Press 1984
- 10 Petravic, M., Heifetz, D.B., Post, D.: Recent progress in the tokamak edge modeling,
- 11 Schneider, W., Neuhauser, J., Haas, G., McCormick, K., Tois, N., Wunderlich, R.: ASDEX edge and divertor simulation and the problem of incomplete and inaccurate exp. data, Contrib. Plasma Physics, 28, 387-392 (1988).
- 12 Voitsenja, Tereschin: Diagnostik des peripheren Plasmas und PWW in Fusionsanordnungen, bisher unveröffentlicht.
- 13 Patente: Haas, G.: Heißkathoden-Ionisationsmanometer, GbM 86 22 773.0,
Schneider, F.: Synchronisierter Meßverstärker P 36 27 610.3,
Haas, G.: priv. Mitteilung.
- 14 Haas, G., Gernhardt, J., Keilhacker, M., Meservey, E.B., Measurements on the Particle Balance in Diverted ASDEX Discharges, J.Nucl.Mater. 121(1984)151-156.
- 15 Jackson, G.L., Evans, T.E., Mahdavi, M., Haas, G., Neutral Pressure Measurements in D III D, 8th Conf. on PSI, Jülich, Mai 1988, erscheint in J. Nucl. Mat.
- 16 Harrison, M.F.A.: Atomic und molecular processes in the plasma boundary, PoPWI, by Post, Behrisch Plenum Press, 1984
- 17 Ajello, J.M., Srivastava, S.K.: Laboratory studies of UV emissions of H₂ by electron impact. The Werner- and Lyman-band systems, Phys.Rev. A, 25, 2485 (1985).
- 18 Radzig, A., Smimov, B.M.: Reference data on atoms, molecules and ions, Vol. 39 Springer, New York, 1967.
- 19 Dushman, S., Lafferty, J.M., Scientific Foundations of Vacuum technique, John Wiley & Sons, New York, 1966
- 20 Balzers, Komponenten für die Vakuumtechnik, Ausgabe 86/88

- 21 Tilford, Charles R., Sensitivity of hot cathode ionization gages, J. Vac. Sci. Technol. A 3(3), May/June 1985.
- 22 Alexeff : A vacuum manometer using VUV light, Trans. 8th Vac. Society & 2nd Int. Congress, American Vacuum Society, Pergamon Press, p. 472, 1961.
- 23 Berman, A.: Measurements of neutral gas density with ionization gauges in plasma physics research, J. Vac. Sci. Technol. 18, 1017 (1981).
- 24 Dylla, H.F.: Pressure measurements in magnetic fusion devices, J. Vac. Sci. Technol., 20(2), 1982
- 25 Jackson, G.L. et. al.: Neutral pressure measurements in DIII-D and helium wall conditioning, 8th Conf. on PSI, Jülich, Mai 1988, erscheint in J. Nucl. Mat.
- 26 Samson, J.: "Techniques of vacuum ultraviolet spectroscopy", Wiley & sons, New York, 1967
- 27 Watanabe, K.: Advances in Geophysics, 5, 153, (1958)
- 28 Dunkelmann, L., Fowler, W., Hennes, J.: Spectrally selective photodetectors for the middle and vacuum ultraviolet, Appl. Opt. Vol. I, Nr. 6, 695 (1962).
- 29 Nuclear Enterprises Ltd., Winnipeg, Canada, bzw. Pilot Chemicals, Inc. Watertown, Mass.
- 30 Kumar, Datta, A.K.: Vacuum ultraviolet scintillators, sodium salicylate and p-terphenyl, Appl. Opt. Vol. 18 Nr. 9, 1414 (1979).
- 31 Carolan, P.G., Manley, A.M.: Coupling of an optical multichannel analyzer to a vacuum spectrometer using a photon counter, Rev. Sci. Instr., 57, 2038 (1986).
- 32 Mumma, Zipf: Dissociative Excitation of VUV emission features by electron impact on molecular gases, J. of Chem. Phys. Vol. 55 (4) 1971
- 33 Wiza, J.L.: Micro channel plate detectors, Nucl. Instr. Math. 162
- 34 Lo, C.C: Performance studies of a prototype micro channel plate photomultiplier, IEEE Trans. of Nucl. Sci. 24, 302 (1977).
- 35 Siegmund, O.H.W, Everman, E., Vallerger, J.: Extreme ultraviolet quantum efficiency of opaques photocathodes on micro channel plates, Proc. SPIE/ANRT 209 (1987).
- 36 Carruthers, R.: Quantum efficiencies of imaging detectors with alkali halide photocathodes 1: Microchannelplates, Appl. Opt., Vol. 26 Nr. 14, 2925 (1987).
- 37 Wutz, Adam, Walcher: "Theorie und Praxis der Vakuumtechnik ", Vieweg 1986.
- 38 A. Roth: "Vacuum technology", north-holland, 1976 .
- 39 Steuer, K.-H., Röhr, H., Bogen, P., Dreyfus, R.W., A feasibility study of a diagnostic system for JET using a laser excited Lyman a fluorescence to measure atomic hydrogen densities, IPP Report III/101, May 1985,
- 40 L. Vályi: "Atom and Ion Sources", Wiley & Sons, London, 1977
- 41 Ed.: Hughes, V.W., Schultz, H.L.: "Atomic and electron physics", Part A: Atomic sources and detection, Academic Press, 1967
- 42 Fite, W.L., Brackmann, R.T.: Collisions of electrons with hydrogen atoms, Phys. Rev., Vol. 112, Nr. 4, 1141 (1958).
- 43 Balooch, M., Oleander, D.R. : Reactions of modulated molecules with pyrolytic graphite III: Hydrogen, J. Chem. Phys. 63, 11, 4772 (1975).
- 44 Ramsey: " Molecular Beams", Oxford, Clarendon Press, 1956
- 45 Loeb, L.B.: "Kinetic theory of gases", 2nd ed., p.97, McGraw-Hill, New York, 1934
- 46 Carver, J.H., Mitchell, P.: Ionization chambers for the vacuum ultra-violet, J. Sci. Instrum. Vol 41 (1964) 555

-
- 47 Watanabe, N., et. al. : An MgF₂-NO ion chamber with O gas filter as a detector of solar H La radiation, J.Phys. E:Sci.Instrum., Vol. 13, 1165 (1980)
- 48 Funnemann, D., Merz, H.: 10 eV photon detector for inverse photoemission, J. Phys. E: Sci Instrum. 19 (1986) 554.
- 49 Tuzzolino, Rev.Sci.Instr. 35,1332(1964); Phys.Rev. 134, A205 (1964)
- 50 Janev, R.K., Langer, W.D., Evans Jr, K., Post Jr., D.E.: "Elementary processes in Hydrogen-Helium Plasmas", Springer, 1987

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. K. Pinkau für die Möglichkeit, diese Arbeit im Max-Planck-Institut für Plasmaphysik durchführen zu können.

Herrn Dr. F. Wagner danke ich für die Unterstützung und für das Interesse, mit dem er diese Arbeit im Rahmen des Projektes ASDEX begleitet hat.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. G. Haas, Herrn Dr. K.-H. Steuer und Herrn Dr. S. Käsdorf für die Vergabe und Betreuung dieser Arbeit, zu deren Gelingen sie durch ihre Hilfsbereitschaft und viele Diskussionen in hohem Maße beigetragen haben.

Ich möchte mich ganz herzlich bei Herrn Sahner und den Mechanikern seiner Werkstatt für die Unterstützung bei der Konstruktion und dem Bau der Detektoren sowie des Experimentes bedanken.